

Terahertz-Photoleitung von Quanten-Hall-Systemen

Von der Fakultät für Physik
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina
zu Braunschweig
zur Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte
Dissertation

von

Christian Peter S t e l l m a c h

aus Oppeln

1. Referent: Professor Dr. Georg Nachtwei
2. Referent: Privatdozent Dr. Uwe Siegner
Eingereicht am: 29.09.2006
Disputation am: 14.12.2006
Druckjahr: 2007

Vorveröffentlichungen der Dissertation

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Publikationen in referierten Fachzeitschriften und Tagungsbänden

- C. Stellmach, R. Bonk, Yu. B. Vasilyev, A. Hirsch, G. Hein, C. R. Becker, G. Nachtwei, *Terahertz photoconductivity in GaAs/AlGaAs and HgTe/HgCdTe quantum Hall devices*, Phys. Stat. Sol. (c) **3**, 2510 (2006).
- N. G. Kalugin, C. Stellmach, Yu. Vasilyev, A. Hirsch, G. Hein, B. E. Sağol, G. Nachtwei, *Spectral and Temporal Resolution of THz Detectors based on Quantum Hall Devices with various Geometries*, Proceedings of the Materials Research Society Spring Meeting 2006, 0891-EE04-06.1.
- C. Stellmach, Y.B. Vasilyev, R. Bonk, A. Hirsch, N. G. Kalugin, G. Hein, C. R. Becker, G. Nachtwei, *Time- and spectrally Resolved THz Photoconductivity in Quantum Hall Devices*, Springer Proceedings in Physics **110**, 95 (2006).
- C. Stellmach, A. Hirsch, G. Nachtwei, Yu. B. Vasilyev, N. G. Kalugin, G. Hein, *Fast terahertz detectors with spectral tunability based on quantum Hall Corbino devices*, Appl. Phys. Lett. **87**, 133504 (2005).
- A. Hirsch, C. Stellmach, N. G. Kalugin, G. Hein, G. Nachtwei, *Short decay times of the Terahertz photoresponse in quantum Hall Corbino detectors with spectral tunability*, API Conference Proceedings **772**, 1222 (2005).
- C. Stellmach, A. Hirsch, N. G. Kalugin, G. Hein, B. E. Sağol, G. Nachtwei, *Gate-Tunable THz Detector based on a Quantum Hall Device*, Semicond. Sci. Technol. **19**, 454 (2004).

Tagungsbeiträge

- G. Vasile, R. R. Gerhardt, C. Stellmach, G. Nachtwei, *Calculations of the THz conductivity of Quantum Hall Systems*, 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-28), Vienna, Austria, 2006, Poster TuA3n.14.

- R. Bonk, C. Stellmach, Yu. B. Vasilyev, C. R. Becker, G. Hein, G. Vasile, G. Nachtwei, *Fast and Tunable Photodetectors for Terahertz Radiation based on the Landau Quantization at HgTe/HgCdTe Heterojunctions*, 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-28), Vienna, Austria, 2006, Poster WeA2g.3.
- G. Vasile, C. Stellmach, Y. B. Vasilyev, A. Hirsch, G. Hein, R. R. Gerhardt, G. Nachtwei, *Experimental and Numerical Investigations of the THz Photoconductivity of QH Systems with Corbino geometry*, Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM-2006), Turin, Italy, Poster WeP-26.
- G. Vasile, C. Stellmach, Y. B. Vasilyev, A. Hirsch, G. Hein, R. Gerhardt, G. Nachtwei, *Experimental and Numerical Investigations of the Terahertz Photoconductivity of QH-Systems*, DPG Frühjahrstagung Poster HL 9.100, 2006.
- R. Bonk, C. Stellmach, C. Becker, V. Hock, G. Hein, G. Nachtwei, *Photoconductivity measurements on Terahertz-HgTe/HgCdTe-Quantum-Hall-detectors*, DPG Frühjahrstagung Poster HL 9.101, 2006.
- C. Stellmach, G. Nachtwei, *Measurements of the THz Photoconductivity of QH-Systems*, Vortrag, DFG-Schwerpunkt Quanten-Hall-Systeme, DFG-Kolloquium, Bad Honnef, 2005.
- R. Bonk, C. Stellmach, C. Becker, V. Hock, G. Hein, G. Nachtwei, *THz-Photoleitung an HgTe/HgCdTe-Quanten-Hall-Detektoren*, DPG Frühjahrstagung 2005, Poster HL 58.9.
- C. Stellmach, Yu. Vasilyev, A. Hirsch, G. Hein, G. Nachtwei, *Echtzeitmessung der Relaxation des Photosignals von Quanten-Hall-Terahertz-Detektoren in Corbino-Geometrie*, DPG Frühjahrstagung 2005, Poster HL 58.11.
- A. Hirsch, C. Stellmach, J. M. Guldbakke, G. Hein, G. Nachtwei, *Untersuchungen an QH-FIR-Detektoren in Mäander- und Corbino-Geometrie*, DPG Frühjahrstagung 2004, Poster HL 12.42.
- C. Stellmach, Y. B. Vasilyev, A. Hirsch, G. Hein, G. Nachtwei, *Fast relaxation of the THz photoconductivity in quantum Hall Corbino devices with spectral tunability*, International Symposium on Quantum Hall Systems and Quantum Materials 2004, Hamburg, Poster 021.

- C. Stellmach, A. Hirsch, N. G. Kalugin, H.-W. Hübers, S. G. Pavlov, B. E. Sağol, G. Hein, G. Nachtwei, *Time-resolved far-infrared laser spectroscopy of quantum Hall systems*, DPG Frühjahrstagung 2003, Poster HL 14.63.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	9
1 Zweidimensionale Elektronengase und Quanten-Hall-Effekt	11
1.1 Zweidimensionale Elektronengase	12
1.2 Der Einfluss von Magnetfeldern	14
1.3 Magnetotransport	16
1.3.1 Klassischer Ladungstransport im Magnetfeld	16
1.3.2 Magnetotransport-Messungen	18
1.4 Quantisierende Magnetfelder	20
1.5 Lokalisierung	21
1.6 Kompressible und inkompressible Streifen	24
1.7 Zusammenbruch des Quanten-Hall-Zustandes	26
1.8 Anregung von QH-Systemen mit THz-Strahlung	28
1.8.1 Zyklotronresonanz	29
1.8.2 Bolometer-Effekt	30
2 Der Terahertz-Spektralbereich	33
2.1 Terahertz-Technologie	33
2.2 Detektoren	36
2.3 Quellen	38
2.4 <i>p</i> -Ge-Laser	40
3 Experimentelles	43
3.1 Proben	43
3.1.1 Epitaktisches Wachstum	43
3.1.2 Probenpräparation	45
3.2 Kryotechnik und Messaufbau	51
3.2.1 Der Kryostat	51
3.2.2 Messungen mit dem <i>p</i> -Ge-Laser	53
3.2.3 Messungen mit dem thermischen Strahler	54
3.2.4 Die Probenhalterung	56
3.3 Elektrischer Aufbau	57

3.3.1	Schaltungen für Transport- und optische Messungen	57
3.3.2	Hochspannungs-Impulsquelle	62
4	Messungen und Diskussion	69
4.1	Bestimmung grundlegender Probenparameter	69
4.2	Messungen mit dem thermischen Strahler	73
4.3	Messungen zur spektralen Auflösung	75
4.3.1	Mäander-Geometrie	76
4.3.2	Corbino-Geometrie	78
4.3.3	Bestimmung der spektralen Auflösung	83
4.4	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit numerischen Rechnungen	86
4.5	Zeitaufgelöstes Photosignal	90
4.5.1	Messungen an Corbino-Proben	92
4.5.2	Diskussion der Ergebnisse	94
4.6	Messungen des Photosignals an HgTe/HgCdTe-Systemen	96
4.6.1	Erste Messungen	97
4.6.2	Untersuchung der Transmission	99
4.6.3	Spektrale Auflösung	100
4.6.4	Zeitaufgelöstes Photosignal	103
4.7	Anwendungspotential von QH-Detektoren	104
	Zusammenfassung	107
	Anhang	111
A.1	Größen zur Charakterisierung von Detektoren	111
A.2	HgTe/HgCdTe-Heterostrukturen	112
A.3	Abschätzung der Temperatur des thermischen Strahlers	114
A.4	Das Filter aus schwarzem Polyethylen	114
A.5	Liste der verwendeten Mess- und Versorgungsgeräte	116
	Literaturverzeichnis	117
	Stichwortverzeichnis	127
	Lebenslauf	131

Einleitung

Das Interesse am Terahertz-Spektralbereich und entsprechende Anstrengungen in Forschung und Entwicklung sind in den letzten Jahren massiv angestiegen. In diesem Spektralbereich bewegen sich die Frequenzen der Strahlung in einem Bereich um $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$, was Wellenlängen um $100 \mu\text{m}$ entspricht. Die möglichen Anwendungsgebiete der THz-Technik sind vielfältig. Herausragende Zukunftschancen scheinen beispielsweise bildgebende THz-Systeme zu haben, die auf den Gebieten der Materialkontrolle oder Sicherheitstechnik eingesetzt werden können. Während für die meisten Bereiche des elektromagnetischen Spektrums ausgereifte, leistungsfähige Quellen und Detektoren zur Verfügung stehen, besteht im THz-Bereich noch ein enormes Entwicklungspotential.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der THz-Anregung von Elektronensystemen unter Quanten-Hall-Bedingungen. Der Quanten-Hall-Zustand tritt in zweidimensionalen Ladungsträgersystemen unter dem Einfluss von starken Magnetfeldern auf. Dieser Effekt ist dadurch charakterisiert, dass der Hall-Widerstand des Systems genau quantisierte Werte annimmt, während der Längswiderstand verschwindet. Der Quanten-Hall-Effekt wurde 1980 von v. Klitzing entdeckt und stieß auf ein enormes Interesse, das bis heute anhält. Neben der Bedeutung für die grundlagenorientierten Forschung ist die Anwendung des Quanten-Hall-Effektes zur Realisierung des internationalen Widerstandsstandards zu nennen. Im Jahre 1985 erhielt v. Klitzing den Nobelpreis der Physik für seine Entdeckung. Dreizehn Jahre darauf wurden Arbeiten zum später entdeckten fraktionalen Quanten-Hall-Effekt ebenfalls mit dem Nobelpreis der Physik geehrt.

Quanten-Hall-Systeme können effizient mit THz-Strahlung angeregt werden, weil die Aufspaltung zwischen den Landau-Niveaus typischerweise im Bereich um 10 meV liegt und damit der Photonenenergie der Strahlung entspricht. Die Anregung kann den Zusammenbruch des Quanten-Hall-Zustandes bewirken. Dieser Effekt kann zur Realisierung von leistungsfähigen THz-Detektoren ausgenutzt werden. Ein weiterer Aspekt ist die Untersuchung von Anregungs- und Relaxationsmechanismen von Quanten-Hall-Systemen.

Im ersten Kapitel der Arbeit werden die Grundlagen zweidimensionaler Elektronensysteme und des Quanten-Hall-Effektes behandelt. Neben der Vorstel-

lung von Anwendungsmöglichkeiten der THz-Technologie werden die wichtigsten Emitter- und Detektorkonzepte im zweiten Kapitel vorgestellt. Das Kapitel 3 stellt die Proben und die Messtechnik vor. Der Messaufbau ermöglicht die Untersuchung der Photoleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern. Als THz-Quellen werden ein thermischer Strahler und ein p -Ge-Laser verwendet. Mit letzterem sind zeitaufgelöste Messungen der Photoleitfähigkeit möglich. Die dazu benötigte, neu aufgebaute Laserpumpquelle wird ausführlich beschrieben. Im vierten Kapitel werden die Messergebnisse präsentiert und diskutiert. Zunächst werden Photoleitfähigkeitsmessungen an GaAs/AlGaAs-Systemen behandelt. Es wird einerseits auf spektral aufgelöste andererseits auf zeitaufgelöste Messungen eingegangen. Ergänzt werden diese Betrachtungen durch Photoleitfähigkeitsmessungen an HgTe/HgCdTe-Systemen.

Kapitel 1

Zweidimensionale Elektronengase und Quanten-Hall-Effekt

Im Februar 1980 führten Klaus von Klitzing und seine Kollegen im Hochmagnetfeldlabor in Grenoble Experimente an Si-Feldeffekttransistoren durch, an denen sie die Transporteigenschaften bei hohen Magnetfelder und niedrigen Temperaturen untersuchten. Dabei machten sie die unerwartete Entdeckung, dass der Hall-Widerstand des zweidimensionalen Elektronengases genau quantisierte Werte annimmt, während der Längswiderstand verschwindet [vK80, vK05]. Die Abbildung 1.1 zeigt das Ergebnis der Messung.

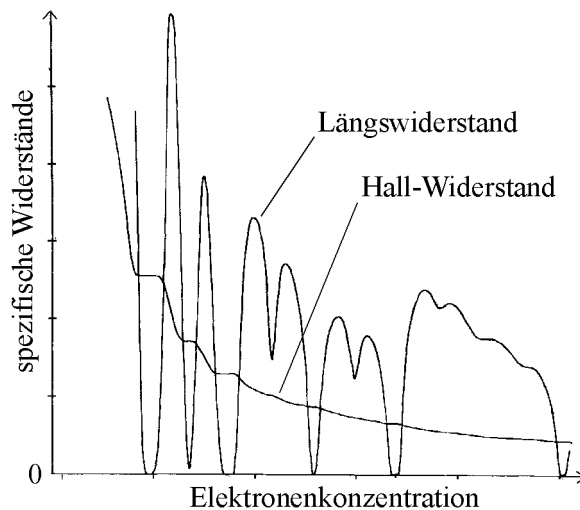


Abbildung 1.1: Der Quanten-Hall-Effekt. Längs- und Hall-Widerstand gemessen als Funktion der Ladungsträgerkonzentration bei einem Magnetfeld von 18 T. Diese Abbildung ist der historischen Veröffentlichung von v. Klitzing et al. entnommen [vK80].

Es stellte sich heraus, dass die Entdeckung dieses Quanten-Hall-Effektes die Tür zu einem neuen, physikalisch sehr interessanten und ergiebigen Gebiet öffnete. Im Jahre 1985 erhielt von Klitzing den Nobelpreis der Physik für seine Entdeckung. Auch der später von Tsui und Störmer entdeckte fraktionale

Quanten-Hall-Effekt [Tsu82] erwies sich als bahnbrechend und wurde 1998 mit dem Nobelpreis der Physik geehrt. Das starke Interesse am Quanten-Hall-Effekt hält bis heute an, wie an der enormen Zahl der Veröffentlichungen zu erkennen ist (etwa eine Publikation pro Tag).

Im vorliegenden Kapitel sollen die Grundlagen zum (ganzzahligen) Quanten-Hall-Effekt diskutiert werden und die wichtigsten Aspekte der theoretischen Modelle vorgestellt werden. Am Ende des Kapitels wird auf Mechanismen eingegangen, die bei Anregung von zweidimensionalen und Quanten-Hall-Systemen durch ferninfrarote Strahlung ablaufen.

1.1 Zweidimensionale Elektronengase

Unter zweidimensionalen Elektronengasen (2DEG) versteht man Systeme, bei denen sich Elektronen in zwei Raumrichtungen (quasi) frei bewegen können, während sie entlang der dritten Raumrichtung lokalisiert sind. Die Lokalisierung geschieht durch ein einschließendes elektrisches Potential (auch Potentialtopf oder Potential-Wall genannt).

Für die Realisierung eines 2DEGs sind verschiedene Varianten denkbar. Sehr gut lassen sich entsprechende Einschluss-Potentiale in Halbleiterstrukturen herstellen. Die ersten 2DEGs wurden in Si-Metall-Oxid-Halbleiter Feldeffekt-Transistor- (Si-MOSFET-) Strukturen realisiert. Eine sehr ausführliche Zusammenfassung früherer Arbeiten wurde von Ando et al. zusammengestellt [And82b]. Auch die Entdeckung des Quanten-Hall-Effektes gelang an einer Si-MOSFET-Probe. Das 2DEG bildet sich nahe der Grenzfläche zwischen Si und dem isolierenden Oxid.

Eine weitere bedeutende Strukturklasse zur Realisierung von 2DEGs sind Halbleiter-Heterostrukturen, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet werden. Im Folgenden soll die Entstehung eines 2DEGs am Beispiel einer GaAs/AlGaAs Heterostruktur erläutert werden.

Die Abbildung 1.2 zeigt den Bandverlauf in Abhängigkeit der Wachstumsrichtung z (der Bandverlauf entlang der x - und y -Koordinate soll als konstant angenommen werden). Durch die verschiedenen Halbleiter-Bandlücken von GaAs und AlGaAs ergeben sich Stufen im Leitungs- und Valenzband am Heteroübergang. Elektronen aus der Si-dotierten AlGaAs-Schicht (n -Dotierung) können in den GaAs Bereich gelangen und verbleiben dort aufgrund der energetisch günstigeren Lage. So verbleiben in dem Si-dotierten Gebiet ionisierte Donatoren nahe des Heteroüberganges. Dadurch resultiert eine Verbiegung der Bänder, wie in der Abbildung dargestellt: Es bildet sich in der Nähe des Heteroüberganges ein näherungsweise dreieckiger Potentialtopf.

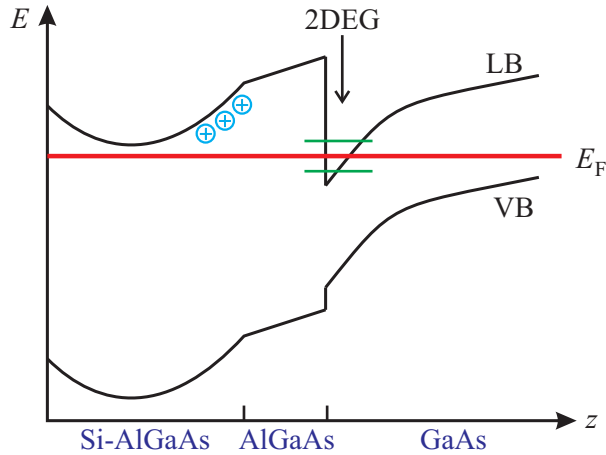


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung des Bandverlaufes einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur in Abhängigkeit von der Position z . Die Raumkoordinate z entspricht der Wachstumsrichtung. Es sind Leitungs- und Valenzband (LB und VB) dargestellt. Die ionisierten Donatoren sind in blau und die Subbandniveaus sind in grün skizziert.

Die undotierte Spacer-Schicht (englisch für Abstandhalter) zwischen GaAs und Si-dotiertem AlGaAs trennt das 2DEG räumlich von den Si-Rümpfen. Dadurch werden Streuungen der Elektronen an den Si-Rümpfen effizient unterdrückt. Außerdem wird durch epitaktisches Wachstum ein atomar glatter Heteroübergang erreicht. Deshalb können in GaAs/AlGaAs sehr hohe Elektronen-Beweglichkeiten erreicht werden (über $1000 \text{ m}^2/(\text{Vs})$, siehe zum Beispiel [Man02, Sim05], die maximal erreichten Beweglichkeiten in Si-MOSFETs sind um einige Größenordnungen geringer).

Ist die Breite des Potentialtopfes klein gegenüber der de Broglie-Wellenlänge der Elektronen, tritt Quantisierung auf. Die Lösung der eindimensionalen Schrödinger-Gleichung für den asymmetrischen, dreieckigen Potentialtopf ergibt näherungsweise das folgende Energiespektrum:

$$E_j = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3}{2} \pi e F \right)^{2/3} (j + 3/4)^{2/3}, \quad j = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.1)$$

wenn $\hbar \cdot 2\pi = h$ das Plancksche Wirkungsquantum, m^* die effektive Elektronenmasse, e die Elementarladung und F das elektrische Feld im Potentialtopf sind (vergleiche [vK86, Nac02], für genauere Rechnungen siehe [And82a]). Die einzelnen Energieniveaus werden Subband-Energien genannt.

Bei hinreichend tiefen Temperaturen T und niedrigen Ladungsträgerkonzentrationen der Schicht n_s ist nur das unterste Subband besetzt und das System wird als zweidimensional angenommen. Wenn mehrere Subbänder besetzt sind, spricht man dagegen von quasi-zweidimensionalen Systemen.

Da nur die Bewegung in z Richtung beschränkt ist, während sich die Elektronen parallel zum Heteroübergang also in x - und y -Richtung quasi frei bewegen können, gilt für die Gesamtenergie

$$E = E_j + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad , \quad (1.2)$$

wenn k_x und k_y die Komponenten des Wellenvektors in der x - y -Ebene sind.

1.2 Der Einfluss von Magnetfeldern

Ein Magnetfeld in z -Richtung kann die Bewegung in der x - y -Ebene einschränken. Um dieses Problem klassisch zu betrachten, wird die folgende Bewegungsgleichung aufgestellt:

$$m_c \frac{d^2 \underline{r}}{dt^2} = -e \underline{v} \times \underline{B} \quad . \quad (1.3)$$

Hier sind \underline{r} der Ortsvektor und $\underline{v} = \dot{\underline{r}}$ der Geschwindigkeitsvektor des Elektrons, $\underline{B} = (0, 0, B)$ der Magnetfeldvektor und m_c die Zyklotronmasse. Im Fall von isotropen Systemen und parabolischer Dispersion muss nicht zwischen verschiedenen effektiven Massen unterschieden werden und es gilt $m_c = m^*$. Die rechte Seite der Bewegungsgleichung entspricht der Lorentz-Kraft.

Die Lösung von (1.3) ergibt eine Kreisbewegung (Zyklotronbewegung) des Elektrons [Yos02, Nac02]. Der Mittelpunkt sowie der Radius der Kreisbewegung sind nicht festgelegt. Für die Winkelgeschwindigkeit (Zyklotronfrequenz) ergibt sich

$$\omega_c = \frac{eB}{m_c} \quad . \quad (1.4)$$

Für die quantenmechanische Behandlung wird die entsprechende Schrödinger-Gleichung betrachtet:

$$\left(\frac{1}{2m_c} (\underline{p} + e\underline{A})^2 + g\mu_B s B \right) \psi = E\psi \quad . \quad (1.5)$$

Hier sind \underline{p} der Impulsoperator, \underline{A} das magnetische Vektorpotential (es gilt $\text{rot}\underline{A} = \underline{B}$) und ψ die Wellenfunktion. Der Term $g\mu_B s B$ beschreibt den Beitrag des Elektronen-Spins (Zeeman-Energie), wenn g der Landé-Faktor, μ_B das Bohrsche Magneton und $s = \pm 1/2$ die Spinquantenzahl sind.

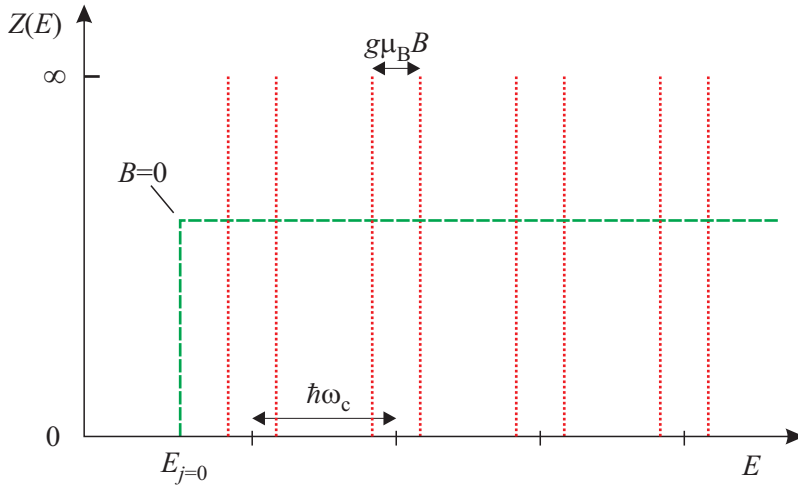


Abbildung 1.3: Zustandsdichte $Z(E)$ eines 2DEGs ohne und mit einwirkendem Magnetfeld B . Mit $E_{j=0}$ ist die Energie des untersten Subbandes bezeichnet. Für $B = 0$ ergibt sich eine konstante Zustandsdichte, während $B > 0$ nach Gleichung (1.6) diskrete Landau-Niveaus bewirkt, die aufgrund unterschiedlicher Spinausrichtungen in je zwei Linien aufgespalten sind.

Bei der Lösung dieser Schrödinger-Gleichung kann ähnlich wie bei dem Problem des quantenmechanischen harmonischen Oszillators vorgegangen werden [Yos02, Nac02]. Die Lösung ergibt die Eigenenergien

$$E_n = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) + g\mu_B s B \quad (1.6)$$

mit $n = 0, 1, 2, \dots$ und $s = \pm 1/2$.

Diese Energieniveaus werden Landau-Niveaus genannt. Für die Zyklotronfrequenz gilt wie im klassischen Fall $\omega_c = eB/m_c$. Die Niveaus sind mehrfach entartet und für den Entartungsfaktor (Entartung pro Landau-Niveau ohne Berücksichtigung der Spinausrichtung) gilt $N_L = eB/h$. Das Energiespektrum ist in Abbildung 1.3 illustriert.

Die Form der Eigenfunktionen $\psi(x, y)$ hängt von der Eichung des Vektorpotentials ab. Als charakteristische Ausdehnung der Wellenfunktionen ergibt sich in jedem Fall $l_B = \sqrt{\hbar/(eB)}$. Die Größe l_B wird magnetische Länge genannt und stimmt mit dem quasi-klassischen Zyklotronradius r_c im untersten Landau-Niveau überein (es gilt $r_c = l_B \sqrt{2n + 1}$).

1.3 Magnetotransport

Die Eigenschaften von 2DEGs können durch Transportmessungen experimentell untersucht werden. Der Stromtransport wird durch das Ohm'sche Gesetz beschrieben. Da Stromdichte \underline{j} und elektrisches Feld \underline{F} nicht parallel zueinander stehen müssen, wird das Ohm'sche Gesetz in vektorieller Form betrachtet:

$$\underline{j} = \underline{\sigma} \underline{F} \quad . \quad (1.7)$$

Hier ist $\underline{\sigma}$ der Tensor der spezifischen Leitfähigkeit. Im folgenden Abschnitt wird der Transport im Magnetfeld zunächst klassisch betrachtet.

1.3.1 Klassischer Ladungstransport im Magnetfeld

Ein einfaches Modell, das den Ladungstransport im Festkörper beschreibt, ist das Drude-Modell [Dru00, Kop93, Sch99, Kit99]: Hierbei wird angenommen, dass die durch ein äußeres elektrisches Feld \underline{F} beschleunigten Elektronen durch Zusammenstöße mit Störzentren abgebremst werden. Denkt man sich das äußere Feld ausgeschaltet, relaxiert wegen der Stöße der Impuls \underline{p} mit der charakteristischen Relaxationszeit (oder Streuzeit) τ auf 0. Bei eingeschaltetem \underline{F} -Feld stellt sich ein Gleichgewicht zwischen dem beschleunigenden Feld und den dämpfenden Streuprozessen ein. Die klassische Bewegungsgleichung ergibt sich zu

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \underline{p} = -e \underline{F} \quad . \quad (1.8)$$

Im Folgenden soll der Ladungstransport im Magnetfeld \underline{B} betrachtet werden. Dazu ist neben der elektrischen Kraft $-e \underline{F}$ die Lorentz-Kraft $-e \underline{v} \times \underline{B}$ zu berücksichtigen und die Bewegungsgleichung folgt zu

$$m_c \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \underline{v} = -e (\underline{F} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad , \quad (1.9)$$

wenn $\underline{v} = \underline{p}/m_c$ die Geschwindigkeit des Elektrons ist. (Diese Gleichung entspricht der Gleichung (1.3), bis auf die Berücksichtigung der Dämpfung $1/\tau$ und der äußeren elektrischen Kraft $-e \underline{F}$.)

Zur Vereinfachung des Problems wird angenommen, dass der Mittelpunkt der Zyklotronbewegung nicht beschleunigt wird und sich mit einer konstanten Driftgeschwindigkeit bewegt, das heißt $\underline{\dot{v}} = \underline{0}$.

Für das Kreuzprodukt ergibt sich

$$\underline{v} \times \underline{B} = \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_y B \\ -v_x B \\ 0 \end{pmatrix} \quad . \quad (1.10)$$

Damit folgt für die Komponenten aus (1.9)

$$-\frac{m_c}{e\tau}v_x = F_x + v_y B \quad (1.11)$$

$$-\frac{m_c}{e\tau}v_y = F_y - v_x B \quad (1.12)$$

und

$$v_x = -\frac{e\tau}{m_c}(F_x + v_y B) \quad (1.13)$$

$$v_y = -\frac{e\tau}{m_c}(F_y - v_x B) \quad (1.14)$$

Durch das Einsetzen von v_y in v_x folgt

$$v_x = -\frac{e\tau}{m_c}(F_x - (F_y - v_x B)\omega_c\tau) \quad (1.15)$$

$$= -\frac{e\tau}{m_c}F_x + \omega_c\tau\frac{e\tau}{m_c}F_y - v_x \underbrace{B\omega_c\tau\frac{e\tau}{m_c}}_{\omega_c^2\tau^2} \quad (1.16)$$

Daraus ergibt sich

$$v_x + v_x\omega_c^2\tau^2 = v_x(1 + \omega_c^2\tau^2) = -\frac{e\tau}{m_c}(F_x - \omega_c\tau F_y) \quad (1.17)$$

$$\Rightarrow v_x = \frac{1}{1 + \omega_c^2\tau^2} \frac{-e\tau}{m_c}(F_x - \omega_c\tau F_y) \quad (1.18)$$

Damit folgt für die Stromdichte in x -Richtung

$$j_x = \frac{1}{1 + \omega_c^2\tau^2} en_s \frac{e\tau}{m_c}(F_x - \omega_c\tau F_y) \quad (1.19)$$

wegen

$$\underline{j} = -en_s \underline{v} \quad (1.20)$$

Mit Einführung der Leitfähigkeit ohne Magnetfeld

$$\sigma_0 = n_s e^2 \tau / m_c \quad (1.21)$$

$$= n_s e \mu \quad , \text{ wenn } \mu \text{ die Beweglichkeit ist,} \quad (1.22)$$

folgt schließlich

$$j_x = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2\tau^2}(F_x - \omega_c\tau F_y) \quad (1.23)$$

Für j_y ergibt sich in analoger Weise

$$j_y = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2} (\omega_c \tau F_x + F_y) \quad . \quad (1.24)$$

Durch Vergleich von (1.23) und (1.24) mit dem Ohm'schen Gesetz (1.7) folgt für die Leitfähigkeit

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \begin{pmatrix} 1 & -\omega_c \tau \\ \omega_c \tau & 1 \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

und es gilt $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ sowie $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$.

Interessant ist der Spezialfall verschwindender Dämpfung, also $\tau \rightarrow \infty$. In diesem Fall gilt

$$\sigma_{xx} = \frac{n_s e^2 \tau}{m_c (1 + \omega_c^2 \tau^2)} \rightarrow 0 \quad , \quad (1.26)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{n_s e^2 \omega_c \tau^2}{m_c (1 + \omega_c^2 \tau^2)} \rightarrow -\frac{n_s e^2 \omega_c \tau^2}{m_c \omega_c^2 \tau^2} = \frac{n_s e}{B} \quad . \quad (1.27)$$

Das heißt, dass die Driftbewegung, die der Zyklotronorbit ausführt, senkrecht zum elektrischen Feld ist. Wenn man ohne Beschränkung der Allgemeinheit annimmt, dass das elektrische Feld in y -Richtung zeigt, ergibt sich aus (1.27) durch Vergleich mit (1.20) und dem Ohm'schen Gesetz (1.7) eine konstante Driftgeschwindigkeit,

$$v_{\text{Drift}} = v_x = \frac{F_y}{B} \quad . \quad (1.28)$$

1.3.2 Magnetotransport-Messungen

Um die Transporteigenschaften experimentell zu bestimmen, wird häufig eine Konfiguration, wie in Abbildung 1.4 dargestellt, gewählt. Das 2DEG ist in Form eines Streifens strukturiert, der mit mehreren Kontakten versehen ist. Diese Geometrie wird Hall-Bar¹ genannt. Entlang der Hall-Bar wird der Strom I_{SD} geschickt² und an den Potentialkontakten werden die Spannungen V_x (Längsspannung) und V_y (Hall-Spannung) gemessen.

Für die Komponenten des Tensors des spezifischen Widerstandes $\underline{\underline{\rho}}$ ergibt sich

$$\rho_{xx} = \frac{V_x}{I_{\text{SD}}} \frac{w}{l} \quad , \quad (1.29)$$

$$\rho_{xy} = \frac{V_y}{I_{\text{SD}}} \quad , \quad (1.30)$$

¹Nach E. Hall [Hal79] und bar englisch für Barren.

²SD steht für source und drain, englisch für Quelle und Ableiter.

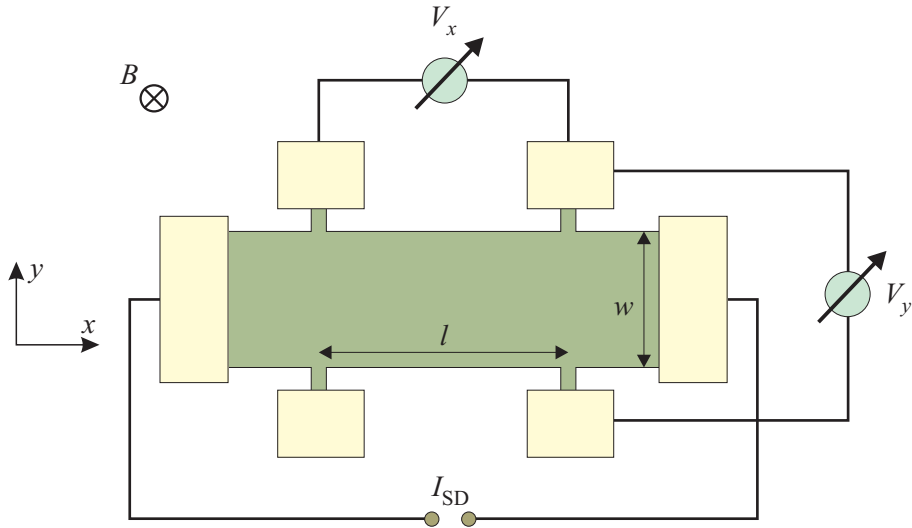


Abbildung 1.4: Hall-Bar-Konfiguration zur Messung des spezifischen Widerstandes $\underline{\rho}$. Es wird ein Strom I_{SD} durch die Probe geschickt und die Spannungen V_x und V_y werden gemessen.

wenn w und l die Breite und Länge nach Abbildung 1.4 sind.

Allgemein gilt

$$\underline{\rho} = \underline{\underline{\sigma}}^{-1} \quad (1.31)$$

$$\Rightarrow \rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad \text{und} \quad \rho_{xy} = -\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} . \quad (1.32)$$

Die Abbildung 1.5 zeigt ein typisches Ergebnis einer Messung an einer Hall-Bar-Probe. Für kleine Magnetfelder ($B < 0.5$ T) zeigt sich näherungsweise ρ_{xx} konstant und ρ_{xy} linear steigend. Dies stimmt mit dem klassischen Modell aus dem Abschnitt 1.3.1 überein, denn aus der Gleichung (1.25) ergibt sich durch Benutzung der Beziehung (1.32)

$$\rho_{xx} = \frac{1}{en_s \mu} \quad \text{und} \quad (1.33)$$

$$\rho_{xy} = \frac{B}{en_s} . \quad (1.34)$$

Andererseits zeigt das Ergebnis in Abbildung 1.5 für höhere Magnetfelder eine deutliche Abweichung vom klassischen Verlauf. Dieses Verhalten soll in den nächsten Abschnitten diskutiert werden.

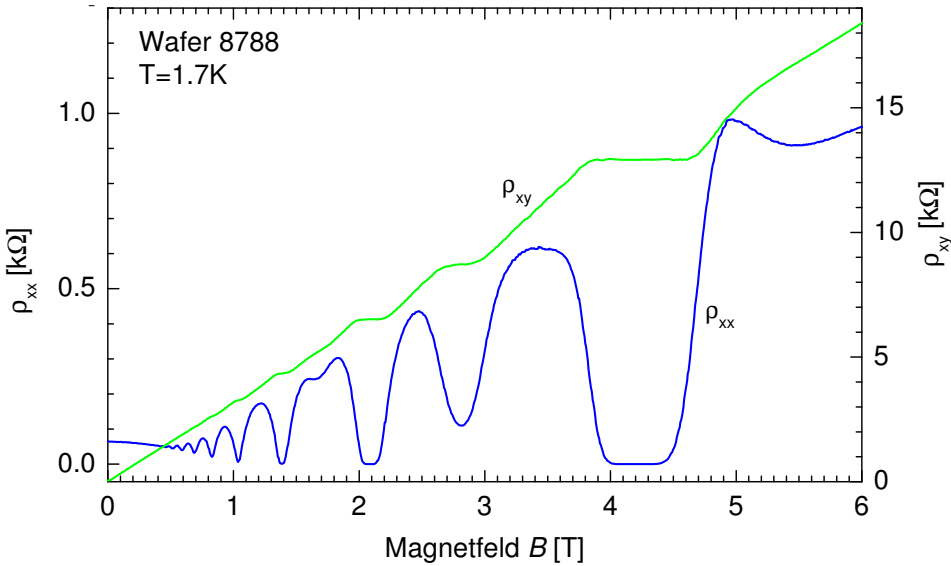


Abbildung 1.5: Spezifische Widerstände ρ_{xx} und ρ_{xy} gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Die Messung ist an einer Hall-Bar-Probe des Wafers 8788 durchgeführt [Sag03].

1.4 Quantisierende Magnetfelder

Abweichungen vom klassischen Verlauf des Magnetotransportes ergeben sich bei hinreichend hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen. In der Abbildung 1.5 beginnt für $B > 0.5$ T der Längswiderstand ρ_{xx} stark zu oszillieren, während ρ_{xy} vom gradlinigen Verlauf abweicht. Dieses Phänomen wird nach seinen Entdeckern Schubnikow-de Haas-Effekt (SdH-Effekt) genannt [Sch30].

Bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes kann der Quanten-Hall-Effekt (QH-Effekt) beobachtet werden. Dieser von v. Klitzing entdeckte Effekt [vK80] ist dadurch charakterisiert, dass ρ_{xy} über einen ausgedehnten Magnetfeldbereich einen quantisierten Wert annimmt, während ρ_{xx} verschwindet. Diese QH-Plateaus sind in der Abbildung 1.5 bei ca. 2.1 T und 4.2 T zu finden.

Die Werte der quantisierten Hall-Plateaus sind unabhängig von den Eigenschaften der Probe wie Material und Geometrie (es muss jedoch, anders als beim SdH-Effekt, ein 2DEG vorliegen). Die quantisierten Werte hängen ausschließlich von Naturkonstanten ab und können mit extrem hoher Genauigkeit mit relativen Abweichungen von unter 10^{-9} reproduziert werden. Dies ist stabiler als irgend ein anderer bekannter Widerstand. Deshalb bietet sich der QH-Effekt für metrologische Zwecke an und wird seit 1990 weltweit als Widerstandsstandard benutzt [Qui89].

Neben der Metrologie sind auch andere Aspekte der Anwendung des QH-Effektes

denkbar: Vielversprechend scheint die Erzeugung (siehe [Kaw99, Aok86]) und Detektion von THz-Strahlung zu sein, bei denen optische Übergänge zwischen Landau-Niveaus des QH-Systems ausgenutzt werden. Die THz-Detektion ist Thema der vorliegenden Arbeit. Weiterhin wurde gezeigt, dass die Hysterese in der I - V -Kennlinie beim Zusammenbruch des QH-Effektes für die Realisierung eines Oszillators benutzt werden kann [Nac03, Kal03]. Einen anderen interessanten Vorschlag machten Machida et al., die durch spinpolarisierte Elektronen eines QH-Systems Kernspins kohärent manipulierten. Diese Technik könnte zur Entwicklung von Qubit-Systemen benutzt werden [Mac03].

Die theoretische Deutung des QH-Effektes erwies sich als kompliziert und schwierig und gleichzeitig als spannend und ergiebig. Erst in den letzten Jahren ist es gelungen, ein kohärentes Bild zu entwickeln. In den folgenden Abschnitten sollen die wichtigsten Aspekte der Theorien vorgestellt werden.

1.5 Lokalisierung

Im Abschnitt 1.2 wurde bereits gezeigt, dass sich durch Einfluss des Magnetfeldes quantisierte Landau-Niveaus bilden. Jedoch wurde bisher die Wirkung von Störstellen wie Akzeptoren oder Donatoren nahe des 2DEGs vernachlässigt. Solche Störstellen bewirken, dass das elektrische Potential entlang des 2DEGs nicht konstant ist, sondern fluktuiert (Potentialfluktuationen oder Potentiallandschaft). Durch den Energiebeitrag der Potentiallandschaft wird die Entartung der Landau-Niveaus aufgehoben. Im Bild der Zustandsdichte (Zahl der Zustände pro Energieintervall und Fläche) $Z(E)$ ergibt sich Verbreiterung der Landau-Niveaus, wie in der Abbildung 1.6 skizziert.

Bei hohen Magnetfeldern und mittleren Streuerdichten ist die magnetische Länge l_B geringer als die charakteristische Länge der Potentialfluktuationen. Deshalb kann auf der Längenskala l_B das elektrische Feld näherungsweise als homogen angenommen werden. Klassisch betrachtet driften die Elektronen entlang der Equipotentiallinien um die Gipfel und Täler der Potentiallandschaft. Es entstehen auch geschlossene Bahnen. Diese geschlossenen Bahnen können nicht zum Stromtransport beitragen und werden lokalisierte Zustände genannt. Nur Bahnen, die die entsprechenden Probenränder miteinander verbinden (ausgedehnte Zustände), können zum Strom durch die Probe beitragen. Die Verteilung der ausgedehnten und lokalisierten Zustände ist in der Abbildung 1.6 dargestellt.

Bei der Betrachtung von Transportvorgängen ist die Zustandsdichte an der Fermi-Kante E_F entscheidend. Die Fermi-Energie E_F trennt besetzte Zustände (Zustände unterhalb E_F) und unbesetzte Zustände (Zustände oberhalb E_F , diese

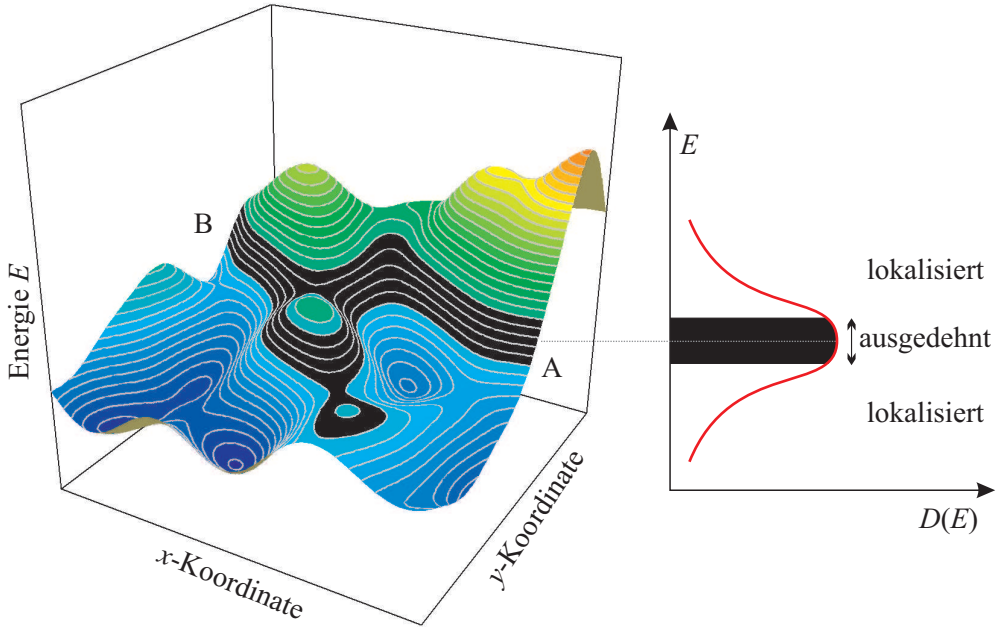


Abbildung 1.6: Links: Willkürliche Potentiallandschaft mit eingezeichneten Equipotentiallinien (grau). Klassisch gesehen driften die Elektronen entlang dieser Linien. Nur einige dieser Zustände stellen eine direkte Verbindung der Probenränder A und B dar (schwarzer Bereich). Die übrigen Zustände umringen Gipfel oder Täler (lokalisierte Zustände). Rechts: Zustandsdichte $D(E)$ eines Landau-Niveaus, die sich aus dem linken Bild ergibt. Das Landau-Niveau ist verbreitert. Nur Zustände nahe der Mitte sind ausgedehnt.

Annahme gilt für $T = 0$). Die Zahl der gefüllten Landau-Niveaus wird Füllfaktor ν genannt und es gilt

$$\nu = n_s/N_L = n_s h/(eB) \quad . \quad (1.35)$$

Während der Magnetotransportmessung wird das Magnetfeld durchlaufen und der Abstand $\hbar\omega_c$ der verbreiterten Landau-Niveaus ändert sich kontinuierlich. Die Fermi-Energie passt sich dieser Änderung an und es ergibt sich eine Oszillation von $Z(E_F)$ beziehungsweise der Leitfähigkeit, wie die Abbildung 1.7 illustriert. Damit sind die SdH-Oszillationen erklärt.

Wie kann man den QH-Effekt in diesem Bild erklären? Dies geschieht durch die Berücksichtigung der lokalisierten Zustände folgendermaßen. Bei Variation des Magnetfeldes durchläuft die Fermi-Energie ausgedehnte und lokalisierte Zustände. Im letzterem Fall ist kein Transport entlang des elektrischen Feldes möglich, das heißt

$$\rho_{xx} = 0 \quad . \quad (1.36)$$

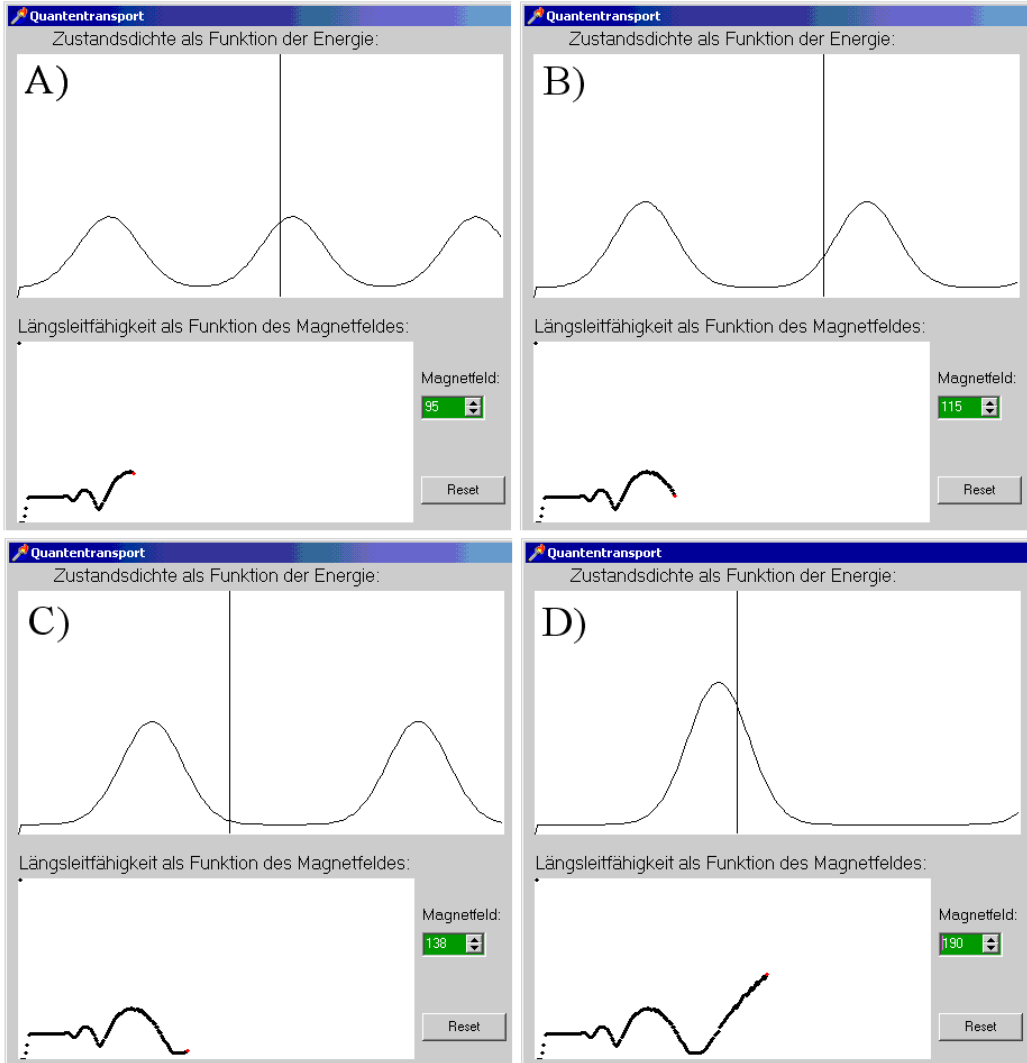


Abbildung 1.7: Vier Darstellungen der Zustandsdichte $Z(E)$ und der Längsleitfähigkeit $\sigma_{xx}(B)$ für jeweils unterschiedliche Magnetfelder B . Die Fermi-Energie E_F ist als vertikaler Strich dargestellt. A) E_F ist in der Nähe eines Maximums der Zustandsdichte, $\sigma_{xx}(B)$ ist folglich groß. B) B wurde erhöht. Deshalb ist der Abstand der Landau-Niveaus größer geworden. $Z(E_F)$ und $\sigma_{xx}(B)$ sind verringert. C) B wurde weiter erhöht. $Z(E_F)$ ist nach links gewandert (denn das besetzte Landau-Niveau kann mehr Elektronen aufnehmen). D) B wird weiter erhöht. E_F nähert sich dem Zentrum des Landau-Niveaus und $\sigma_{xx}(B)$ steigt wieder. Die Abbildungen zeigen Bildschirm-Schnappschüsse eines Programms, das ich zur animierten Darstellung geschrieben habe [Ste].

Außerdem kann das Verschieben von E_F innerhalb der lokalisierten Zustände ρ_{xy} nicht ändern. Es gilt

$$\rho_{xy} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{\nu} \quad \text{mit } \nu = 1, 2, \dots \quad (1.37)$$

Das heißt, ρ_{xy} nimmt den Wert an, den das klassische Modell für einen ganzzahligen Füllfaktor liefert (vergleiche Beziehungen (1.35) und (1.33)).

Für Temperaturen $T > 0$ existiert keine scharfe Fermi-Kante. Vielmehr werden entsprechend der Fermi-Verteilung

$$f(E, \mu_{\text{ch}}, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu_{\text{ch}}}{k_B T}\right) + 1} \quad (1.38)$$

auch Zustände über dem chemischen Potential μ_{ch} besetzt sowie unter μ_{ch} auch Zustände nicht besetzt (es gilt $\mu_{\text{ch}} \rightarrow E_F$ für $T \rightarrow 0$ und k_B ist die Boltzmannkonstante). Deshalb wirkt sich ein entsprechend ausgedehnter Energiebereich um μ_{ch} auf die Leitfähigkeit aus. Dies ist der Grund, dass die SdH- und QH-Effekte mit Erhöhung der Temperatur allmählich verschwinden.

1.6 Kompressible und inkompressible Streifen

Für reale Proben muss der Rand des 2DEGs berücksichtigt werden. Das von Büttiker geprägte Modell von eindimensionalen Randkanälen kann bereits eine Vielzahl von Phänomenen erklären [Büt88]. Weiter geht das von Chklovskii et al. eingeführte Bild von kompressiblen und inkompressiblen Streifen [Chk92], das hier vorgestellt werden soll.

Es ist einleuchtend, dass die Ladungsträgerkonzentration n_s am Rand³ der Probe abnimmt, wenn innerhalb der Probe Ladungsträger vorhanden sind und außerhalb $n_s = 0$ gilt. Ohne Berücksichtigung von Landau-Quantisierung ($B = 0$, jedoch unter Berücksichtigung von Elektron-Elektron-Wechselwirkungen) ergibt sich eine kontinuierliche Abnahme von $n_s(y)$ am Probenrand, wie in der Abbildung 1.8A gezeigt. Unter Berücksichtigung von Landau-Quantisierung verteilen sich Elektronen um, um den energetisch günstigsten Gesamtzustand zu erreichen. Dabei entstehen Plateaus in $n_s(y)$, wie in der Abbildung 1.8C gezeigt.

In den Bereichen der $n_s(y)$ -Plateaus könnten keine weiteren Elektronen hinzugefügt werden, ohne das jeweilige Plateau zu verbreitern. Deshalb werden diese

³Hier wird der Rand des 2DEGs diskutiert und nicht etwa der Übergang zwischen 2DEG und Metallkontakt.

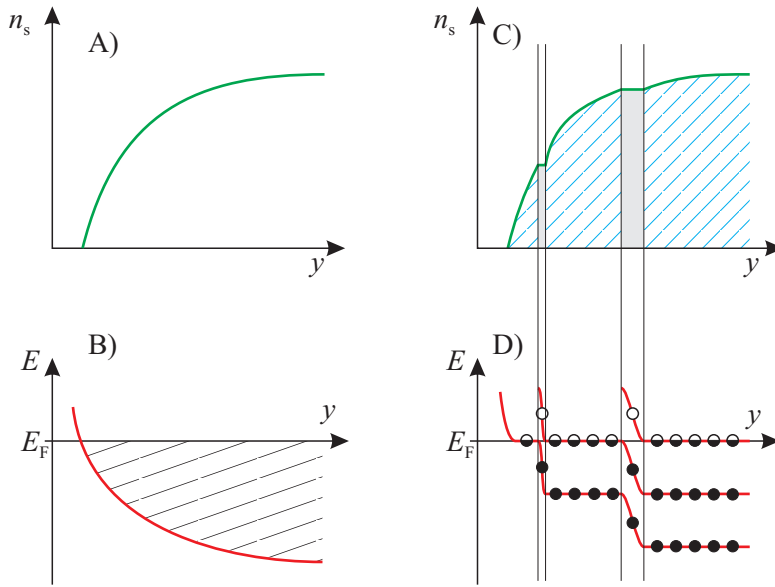


Abbildung 1.8: A) und C) Darstellungen der Ladungsträgerkonzentration am Probenrand. B) und D) Besetzung der Zustände in Abhängigkeit der Energie E und des Ortes y . Dabei sind A) und B) Betrachtungen ohne Landau-Quantisierung, während C) und D) Landau-Quantisierung berücksichtigen.

Bereiche inkompressibel genannt, während die übrigen Bereiche kompressibel genannt werden. Am Probenrand bildet sich also eine Struktur aus kompressiblen und inkompressiblen Streifen (blau schraffiert und grau in Abbildung 1.8C).

Der innerste Streifen der Probe verbindet die gegenüberliegenden Probenränder. Vorhandene Potentialfluktuationen im inneren der Probe können auch ihrerseits Streifenstrukturen hervorrufen (Streifen, die Gipfel und Täler umringen). Im allgemeinen ergibt sich eine komplizierte Struktur, die empfindlich von den Randbedingungen wie Magnetfeld und Ladungsträgerkonzentration abhängt.

Wie in der Abbildung 1.8D dargestellt, ist in den kompressiblen Bereichen die Energie der Quantenniveaus konstant. Deshalb findet kein Stromfluss statt. Anders ist die Situation in den inkompressiblen Bereichen, wo man starke Gradienten der Quantenniveaus findet. Diese bewirken einen Stromfluss (Driftbewegung der Elektronen senkrecht zum elektrischen Feld).

Innerhalb der inkompressiblen Bereiche liegt die Fermi-Energie zwischen zwei Quantenniveaus. Deshalb kann man ihnen einen ganzzahligen Füllfaktor zuordnen. Folglich gelten die QH-Beziehungen (1.36) und (1.37). Da in den kompressiblen Bereichen weder Ströme fließen noch elektrische Felder wirken, gelten diese QH-Beziehungen auch global. Die ausgedehnten QH-Plateaus lassen sich in diesem Modell dadurch erklären, dass das Magnetfeld zwar die geometri-

schen Strukturen der Streifen ändert, aber der ganzzahlige Füllfaktor innerhalb der entscheidenden inkompressiblen Streifen erhalten bleibt. Folglich bleiben die QH-Beziehungen unverändert.

Dieses Modell ist sowohl experimentell als auch theoretisch bestätigt (vergleiche beispielsweise Messungen mit einem Rasterkraftmikroskop von Ahlswede et al. [Ahl01, Wei00, Ahl02] und Rechnungen von Siddiki und Gerhardtts [Sid04]). Weitere Details dazu finden sich auch in dem QH-Übersichtsartikel von v. Klitzing et al. [vK05].

1.7 Zusammenbruch des Quanten-Hall-Zustandes

Schon kurz nach der Entdeckung des QH-Effektes wurden Untersuchungen durchgeführt, um dessen physikalischen Grenzen zu bestimmen. Dabei stellte sich die Temperatur T und der Probenstrom I_{SD} als essentiell für den QH-Zusammenbruch heraus.

Im idealen Fall des QH-Regimes, das heißt für $T \rightarrow 0$ und $I_{SD} \rightarrow 0$, ist die Längsleitfähigkeit σ_{xx} verschwindend gering. Bei Erhöhung von I_{SD} bis zu einem kritischen Wert I_c bleibt σ_{xx} annähernd bei Null⁴. Bei weiterer Erhöhung über I_c jedoch steigt σ_{xx} sprunghaft an [Ebe83] (im Bereich $I < I_c$ erfolgt bereits ein geringer Anstieg von σ_{xx} , dieser ist jedoch um Größenordnungen kleiner als der Anstieg für $I > I_c$). Im QH-Regime steht also das elektrische Feld \underline{F} senkrecht zur Stromdichte \underline{j} und es tritt keine Dissipation auf, während für $I > I_c$ der Winkel zwischen \underline{F} und \underline{j} von 90° abweicht und Joule'sche Wärme erzeugt wird.

Bisher gibt es kein geschlossenes Modell für den QH-Zusammenbruch. Einen Überblick über vorhandene Erklärungsansätze gibt der Artikel von Nachtwei [Nac99]. Im Folgenden sollen zwei wichtige Ansätze vorgestellt werden: das Modell der quasi-elastischen Inter-Landau-Level Streuprozesse (QUILLS) und das Heiße-Elektronen-Modell.

QUILLS-Modell

Das QUILLS-Modell wurde von Eaves und Sheard eingeführt [Eav86] und beruht auf der Lösung der Ein-Elektron-Schrödinger-Gleichung unter Berücksichtigung des Hall-Feldes. Wie in der Abbildung 1.9 zu sehen, führt das Hall-Feld zu einer Verkipfung der Landau-Niveaus. Elektronen des besetzten Landau-Niveaus können unter Beibehaltung der Energie in unbesetzte Zustände des höheren

⁴Die kritische Stromdichte liegt typischerweise in einem Bereich von 0.3 A/m bis 1 A/m [Nac99]. An schmalen Proben wurden jedoch deutlich größere kritische Stromdichten gemessen (36 A/m bei 1μ Probenbreite) [Bli86].

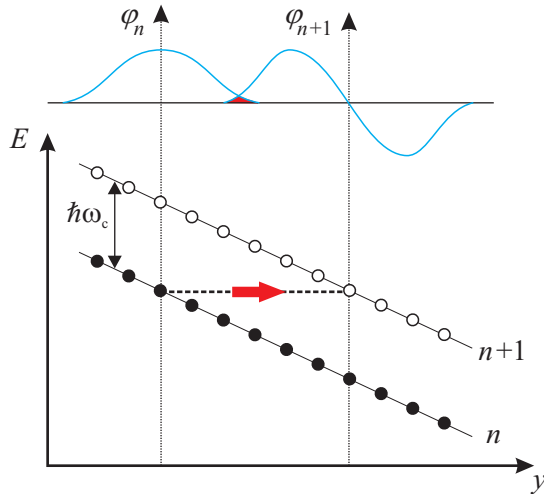


Abbildung 1.9: Durch das Hall-Feld in y -Richtung sind die Landau-Niveaus n und $n + 1$ verkippt. Die Überlappung der Wellenfunktionen φ für die zwei markierten Zustände ermöglicht das Tunneln in das höhere Landau-Niveau.

Landau-Niveaus tunneln. Die Tunnelrate hängt von der Überlappung der Wellenfunktionen des Anfangs- und Endzustandes und damit von der Stärke des Hall-Feldes ab. Bei Überschreiten des kritischen Stromes steigt die Tunnelrate und damit der Längswiderstand so stark an, dass es zum QH-Zusammenbruch kommt. Nach dem QUILLS-Modell ergibt sich eine kritische Stromdichte von etwa 100 A/m. Dieser Wert ist um zwei Größenordnungen zu hoch verglichen mit typischen experimentellen Ergebnissen.

Heiße-Elektronen-Modell

Erste geschlossene Berechnungen zum Heiße-Elektronen-Modell wurden von Komiyama et al. durchgeführt [Ebe83, Kom85, Tak86]. Bei diesem Modell wird das Gleichgewicht zwischen Wärmezufuhr und Wärmeverlust bezüglich des 2DEGs betrachtet. Die Wärmezufuhr erfolgt auch für $I < I_c$ wegen $\rho_{xx} > 0$ durch den dissipativen Strom. Als Wärmeverlustmechanismen kommen Streuprozesse an akustischen Phononen und inelastische Streuzentren in Betracht. Der QH-Zusammenbruch wird als Folge einer lawinenartigen Erhöhung der Elektronentemperatur angesehen.

Das Gleichgewicht der Wärmeleistungen pro Flächeneinheit bedeutet

$$\rho_{xx}(T_{\text{el}}) j^2 = \frac{\epsilon(T_{\text{el}}) - \epsilon(T_{\text{Gitter}})}{\tau} \quad , \quad (1.39)$$

wenn ϵ die Energie pro Flächeneinheit bei entsprechender Temperatur und τ die Relaxationszeit, die den Wärmeverlust charakterisiert, sind. Das Modell liefert

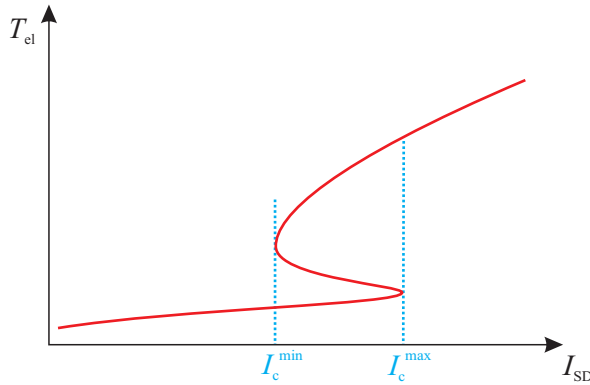


Abbildung 1.10: Elektronentemperatur T_{el} als Funktion des Stromes I_{SD} nach dem Heiße-Elektronen-Modell. Bei Erhöhung des Stromes springt T_{el} bei I_c^{max} auf einen höheren Wert, bei Erniedrigung des Stromes springt T_{el} bei I_c^{min} auf einen geringeren Wert.

für die Elektronentemperatur T_{el} als Funktion des Stromes einen s-förmigen Verlauf, wie in der Abbildung 1.10 skizziert. Bei Erhöhung des Stromes über den Wert I_c^{max} springt die Elektronentemperatur auf einen deutlich erhöhten Wert und das System geht aus dem QH-Zustand in den dissipativen Zustand über. Wenn man von einem hohem Strom ausgeht und den Strom erniedrigt, erfolgt der Übergang in den QH-Zustand bei I_c^{min} . Diese Hysterese kann auch in Experimenten beobachtet werden.

1.8 Anregung von QH-Systemen mit THz-Strahlung

Um QH-Systeme zu untersuchen sind neben Magnetotransportmessungen auch optische Messungen interessant. Eine effiziente Anregung gelingt mit THz-Strahlung, weil deren Photonenenergie etwa 10 meV beträgt und dieser Wert mit dem typischen Betrag Zyklotronenergie (für GaAs/AlGaAs-Systeme bei $B \approx 5T$) übereinstimmt. Eine solche resonante Anregung (Zyklotronresonanz) wird sowohl in Transmissions- als auch Photoleitfähigkeitsmessungen beobachtet (frühe Arbeiten dazu stammen von Maan et al. und Stein et al. [Maa82, Ste84, Ste83]). Die Absorption der Strahlung bewirkt eine Erhöhung der Elektronentemperatur. Die Temperaturänderung führt ihrerseits zur Änderung der Leitfähigkeit. Diese als Bolometer-Effekt bekannte Erscheinung spielt vor allem in der Nähe von ganzzahligen Füllfaktoren eine große Rolle (vergleiche [Ste84, Hor84, Cho86, Nep79]).

Am Rande sei hier der Null-Widerstands-Effekt (englisch zero-resistance state,

ZRS) erwähnt: Bei Anregung von 2DEGs hoher Elektronenbeweglichkeit mit Mikrowellenstrahlung lässt sich das Verschwinden des Längswiderstandes beobachten [Man02, Zud03]. Im Gegensatz zum QHE tritt der ZRS bei geringen Magnetfeldern auf und beeinflusst den Hall-Widerstand praktisch nicht. Der ZRS tritt nicht bei Magnetfeldern B_{ZR} der Zyklotronresonanz auf, sondern unter anderem bei $B = 4/5B_{ZR}$ und $B = 4/9B_{ZR}$ auf. Es ist auch kein bolometrischer Effekt. Für weitere Informationen sei auf die aktuelle Literatur verwiesen (siehe beispielsweise [Zud06] und die darin enthaltenen Zitate).

1.8.1 Zyklotronresonanz

Klassisch gesehen ist die Zyklotronresonanz (ZR) eine resonante Anregung der Zyklotronbewegung der Elektronen durch das oszillierende elektrische Feld der Strahlung. Im Abschnitt 1.3.1 wird die Bewegung von Elektronen im statischen elektrischen und magnetischen Feld klassisch betrachtet. Die Bewegungsgleichung lautet (siehe (1.9))

$$m \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \underline{v} = -e(\underline{F} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad . \quad (1.40)$$

Hier jedoch ist das elektrische Feld \underline{F} nicht konstant, sondern das dynamische Wechselfeld der Strahlung. Wenn die Strahlung senkrecht auf das 2DEG eintrifft (Faraday-Konfiguration), ist das elektrische Feld parallel zum 2DEG und es lässt sich ansetzen

$$\underline{F} = \begin{pmatrix} F_{0x} \\ F_{0y} \end{pmatrix} e^{-i\omega t} \quad , \quad (1.41)$$

wenn ω die Kreisfrequenz der Welle ist. Die magnetische Komponente der Strahlung braucht nicht berücksichtigt zu werden, weil sie nur eine Kraft in z -Richtung bewirken kann und eine Bewegung der Elektronen in dieser Richtung nicht möglich ist. Die Wirkung des statischen Magnetfeldes B , das in z -Richtung zeigt, wird berücksichtigt.

Zur Lösung der Differentialgleichung (1.40) wird folgender Ansatz gemacht

$$\underline{v} = \begin{pmatrix} v_{0x} \\ v_{0y} \end{pmatrix} e^{-i\omega t} \quad . \quad (1.42)$$

Nach dem Einsetzen in (1.40) und längerer Rechnung ergibt sich [Vas, Mat, Lud87]

$$v_{0x} = \frac{e\tau (i\omega\tau - 1)F_{0x} + \omega_c\tau F_{0y}}{m (i\omega\tau - 1)^2 + (\omega_c\tau)^2} \quad (1.43)$$

$$v_{0y} = \frac{e\tau - \omega_c\tau F_{0x} + (i\omega\tau - 1)F_{0y}}{m (i\omega\tau - 1)^2 + (\omega_c\tau)^2} \quad . \quad (1.44)$$

Durch den Vergleich von (1.43) und (1.44) mit dem Ohm'schen Gesetz $\underline{j} = \underline{\underline{\sigma}} \underline{F}$ und der Beziehung $\underline{j} = -en_s \underline{v}$ folgt für die dynamische Leitfähigkeit

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} = \frac{\sigma_0}{(i\omega\tau - 1)^2 + (\omega_c\tau)^2} \begin{pmatrix} 1 - i\omega\tau & -\omega_c\tau \\ \omega_c\tau & 1 - i\omega\tau \end{pmatrix} . \quad (1.45)$$

Aus der dynamischen Leitfähigkeit können die Absorption A und die Transmission $D = 1 - A$ berechnet werden. Es gilt näherungsweise [Lud87, And75]

$$A \propto \text{Re } \sigma_{xx} . \quad (1.46)$$

Für $\omega_c\tau \gg 1$ ergibt sich näherungsweise für den Realteil der Längsleitfähigkeit

$$\text{Re } \sigma_{xx} = \sigma_0 \frac{1}{2} \frac{1}{1 + (\omega_c - \omega)^2 \tau^2} . \quad (1.47)$$

Das heißt, die Absorptions- beziehungsweise Transmissionslinien sind Lorentz-förmig mit einem Extremum bei $\omega = \omega_c$.

Eine quantenmechanische Berechnung der dynamischen Leitfähigkeit unter Verwendung der selbstkonsistenten Born-Approximation (SKBA) geht auf Ando zurück [And75]. In der SKBA wird die Zustandsdichte im Bild der selbstkonsistenten Perkulations-Theorie behandelt. Daraus ergibt sich eine ellipsenförmige Zustandsdichte der Landau-Niveaus. Die Rechnung liefert eine Linienform, die von der klassischen Lorentz-Form abweicht: SdH-artige Oszillationen sind der dynamischen Leitfähigkeit aufgeprägt (Ando-Oszillationen). Dieses Ergebnis konnte durch Absorptionsmessungen von Abstreiter et al. bestätigt werden [Abs76].

1.8.2 Bolometer-Effekt

Die Absorption der Strahlung bewirkt eine Aufheizung des Elektronensystems, die eine Änderung der Leitfähigkeit der Probe hervorruft. Dieser Bolometer-Effekt ist seit langem bekannt und wird für Infrarot-Detektoren genutzt (meist basierend auf Volumenmaterialien). Eine ausführliche Zusammenfassung dazu wurde von Richards erstellt [Ric86].

Die Abbildung 1.11 zeigt ein Schema des Wärmetransportes. Im Folgenden soll der Effekt des Kristallgitters vernachlässigt werden. Deshalb genügt es, einen thermischen Gesamtwiderstand G zu betrachten. Es gilt (analog zum elektrischen Ohm'schen Gesetz)

$$\Delta T = T_{\text{el}} - T_{\text{He}} = GP_{\text{out}} , \quad (1.48)$$

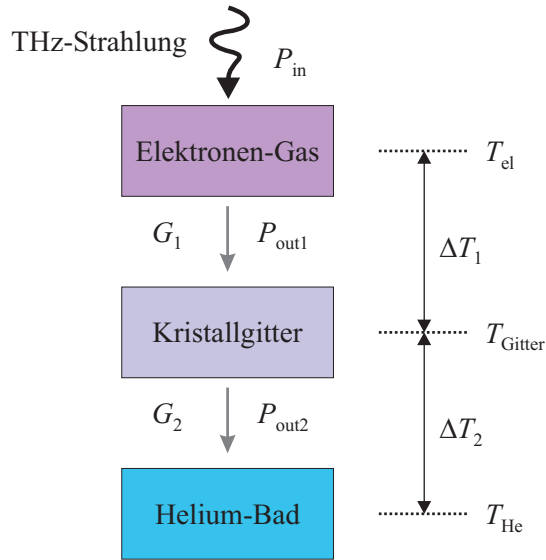


Abbildung 1.11: Schema zum Bolometer-Effekt. Das Elektronen-Gas nimmt die Leistung P_{in} auf. Die Wärme wird über die thermischen Widerstände G_1 und G_2 an das Kristallgitter und schließlich an das He-Bad abgeleitet. Dabei ergeben sich die Temperaturdifferenzen ΔT_1 und ΔT_2 . Wenn der Effekt des Kristallgitters vernachlässigt wird, genügt es einen thermischen Gesamtwiderstand G und eine gesamte Temperaturdifferenz ΔT zu betrachten.

wenn P_{out} die thermische Leistung ist, die aus dem Elektronensystem fließt.

Wenn die Wärmekapazität des Elektronensystems c vernachlässigbar klein ist, ist P_{out} gleich der eingehenden Leistung $P_{\text{in}} \propto A$. Gilt weiterhin $G = \text{konst.}$, so ergibt sich

$$\Delta T \propto P_{\text{in}} \quad . \quad (1.49)$$

Andererseits ergibt sich für $c > 0$ beim Ein- beziehungsweise Ausschalten der Strahlung ein dem Exponentialgesetz folgender Anstieg beziehungsweise Abfall der Temperatur.

Die aus der Temperaturänderung resultierende Änderung der Leitfähigkeit

$$\Delta\sigma_{xx} = \sigma_{xx}(T_{\text{el}}) - \sigma_{xx}(T_{\text{He}}) \quad (1.50)$$

wird neben der Temperaturdifferenz auch von der Größe $\partial\sigma_{xx}/\partial T$ beeinflusst.

Für QH-Systeme hängt $\partial\sigma_{xx}/\partial T$ stark vom Füllfaktor ab. In der Nähe eines ganzzahligen Füllfaktors kann die Erhöhung der Temperatur einen Zusammenbruch des QH-Effektes bewirken. Das heißt, die relative Änderung der Leitfähigkeit σ_{xx} ist hier sehr groß. Aus diesem Grunde können QH-Systeme als äußerst empfindliche THz-Detektoren dienen.

Kapitel 2

Der Terahertz-Spektralbereich

2.1 Terahertz-Technologie

Der Terahertz-Bereich (THz-Bereich) des elektromagnetischen Spektrums gilt als der Frequenzbereich zwischen rund 0.5 THz und 10 THz. Dies entspricht einem Wellenlängenbereich von rund $500 \mu\text{m}$ bis $25 \mu\text{m}$ beziehungsweise Photonenenergien zwischen rund 2 meV und 40 meV. Häufig wird auch die Bezeichnung Ferninfrarot-Bereich verwendet.

Während die übrigen Teile des elektromagnetischen Spektrums bis zum Hochenergiebereich der Röntgen-Strahlen technologisch gut erschlossen sind, stellt sich der THz-Bereich aus folgenden Gründen problematisch dar. Frequenzen unterhalb der THz-Bereiches lassen sich durch Elektronik erzeugen und verarbeiten. Elektromagnetische Wellen können durch Antennen emittiert und empfangen werden. Oberhalb des THz-Bereiches hingegen ist die Domäne der Optik. Es existiert eine Vielzahl von leistungsfähigen optischen Quellen und Detektoren. Im THz-Bereich bereiten sowohl elektronische Ansätze (bisher zu langsam) als auch optische Techniken Probleme. Vielfach spricht man von der THz-Lücke zwischen Elektronik und Optik [Fer02, Sie02].

Es existiert zwar eine Reihe von THz-Quellen und -Detektoren – die interessantesten Konzepte werden in den folgenden Abschnitten im einzelnen erläutert –, doch es herrscht ein Mangel an leistungsfähigen Quellen und Detektoren, die kompakt und preisgünstig sind.

Das Interesse an THz-Technik und die Anstrengungen in Forschung und Entwicklung sind in den letzten Jahren massiv angestiegen und es scheint, dass dieser Trend anhält. Der Motor für diese Entwicklung ist vor allem das Anwendungspotential dieser Technologie. Die Anwendungsbereiche lassen sich in mehrere Gruppen einteilen:

• Spektroskopie

Die Spektroskopie ist sicherlich die älteste THz-Anwendung, doch durch den Einsatz von leistungsfähigeren Quellen und Detektoren ist in auch diesem Bereich eine enorme Entwicklung zu erwarten. Die Spektroskopie findet in der Physik, Chemie, Materialforschung sowie in industriellen Bereichen ihre Anwendung. Sie eignet sich vor allem zur Untersuchung von Molekülen (Rotations- und Schwingungsenergien im THz-Bereich) und Festkörpern (unter anderem Phononenenergien im THz-Bereich). Auch in der Astronomie ist die Spektroskopie von großer Bedeutung. Fast die Hälfte der elektromagnetischen Leistung, die uns aus dem Weltall erreicht, liegt im THz-Bereich [Lei00, Sie02]. Allerdings kommt aufgrund der starken Absorption in der Atmosphäre nur ein Bruchteil auf der Erdoberfläche an. Dieses Problem kann durch Observatorien in Satelliten, Raumstationen oder speziellen Flugzeugen umgangen werden [Kra99, Wag01].

Die im optischen Spektralbereich üblichen Gitterspektrometer sind im THz-Bereich weniger geeignet, weil deren Auflösungsvermögen mit zunehmender Wellenlänge abnimmt. Eine oft verwendete Alternative sind Fourier-Spektrometer. Diese Geräte basieren auf einem Michelson-Interferometer, bei dem ein Spiegel beweglich ist. Das Spektrum wird aus dem Interferogramm, das die Intensität als Funktion der Spiegelposition darstellt, durch Fourier-Transformation berechnet [Bel72, Ste01].

Ein anderer Ansatz ist die THz-Zeit-Domänen-Spektroskopie. Diese Technik nutzt optische Laser, die Impulse einer Dauer im fs-Bereich erzeugen, zur Erschließung des THz-Bereiches [Fer02, Hu95, Koc04]. Der Laserstrahl wird in zwei Teile aufgespalten, die jeweils zu einem THz-Emitter und THz-Detektor geführt werden. Als Emitter und Detektor werden Halbleiterkristalle verwendet, die mit einer Dipolantenne versehen sind. Der fs-Impuls erzeugt im vorgespannten Emitter einen kurzen Stromfluss, der zur THz-Emission führt. Nachdem die THz-Strahlung das Messobjekt passiert hat, wird sie vom Detektor empfangen. Der Stromfluss im Detektor hängt vom elektrischen Feld der THz-Strahlung zum Zeitpunkt des Eintreffens des fs-Impulses ab. Durch bewegliche Spiegel entlang des Laserweges kann dieser Zeitpunkt variiert werden. So lässt sich der THz-Impuls abtasten. Aus diesen Daten kann durch Fourier-Transformation das Spektrum ermittelt werden. Die Nutzung des Zeit-Domänen-Verfahrens bietet auch Möglichkeiten zur Untersuchung von Höchstfrequenz-Elektronikschaltungen, die zukünftig auch den THz-Bereich erreichen könnten [Pfe96].

Eine weitere Methode der Spektroskopie ist die Verwendung von spektral einstellbaren Emittlern oder Detektoren. Dieser Ansatz wird in der vorliegenden Arbeit verfolgt.



Abbildung 2.1: Mikrowellen, nahe am THz-Bereich, zeigen ein verstecktes Messer (links: Foto, rechts: Mikrowellenaufnahme, die Abbildung ist [Cle02] entnommen).

• Bildgebende Verfahren

Da viele Materialien für THz-Strahlung durchlässig sind, kann sie in vielen Fällen benutzt werden, um verborgene Objekte sichtbar zu machen. Die durch die Wellenlänge begrenzte Ortsauflösung genügt für viele Anwendungen. Ein mächtiges Potential dieses Ansatzes ist der Sicherheitstechnik zuzuschreiben [Fed05]. Man denke hier zum Beispiel an Sicherheitskontrollen auf Flughäfen, wo Röntgen-Anlagen ergänzt oder ersetzt werden könnten. Da von THz-Strahlung keine Gefährdung für Menschen ausgeht, könnten nicht nur Koffer durchleuchtet, sondern auch versteckte Objekte am Körper von Personen aufgespürt werden (siehe Abbildung 2.1). Weitere Möglichkeiten der bildgebenden THz-Technik sind zum Beispiel die Fremdkörperdetektion in Lebensmitteln und die Qualitätskontrolle von polymeren Werkstoffen.

In der Vergangenheit wurde vielfach die Anwendung in der Medizin diskutiert. Wegen der starken Absorption durch H_2O -Moleküle vermag THz-Strahlung jedoch nur die obersten Hautschichten des menschlichen Körpers zu durchdringen. Deshalb ist eine medizinische Diagnostik nur in einem sehr geringen Umfang möglich und bietet keinen entscheidenden Vorteil gegenüber der Verwendung von sichtbarem Licht.

• Kommunikation

Teilweise wird die Verwendung von THz-Strahlung zur drahtlosen Kommunikation diskutiert. Viele heutige Kommunikationsverfahren arbeiten mit Wellen

im GHz-Bereich. Um die Rate der aufmodulierten Daten zu erhöhen, ist eine Verwendung von höheren Trägerfrequenzen unumgänglich. Im THz-Bereich gibt es jedoch das Problem, dass die Strahlung relativ stark von der Luft absorbiert wird. Außerdem behindern Objekte wie Wände, Einrichtungsgegenstände oder Personen zwischen dem Sender und dem Empfänger massiv [Gul04]. Deshalb scheint die THz-Technik hier keine Vorteile gegenüber der weniger aufwendigen Übertragung im sichtbaren oder nahinfraroten Bereich zu haben. Letztere ist drahtlos oder über Glasfaserleitungen möglich und erlaubt aufgrund der höheren Trägerfrequenz eine höhere Datenrate (im Labor wurden bereits 2.5 Terabit/s erreicht [Löf06]).

2.2 Detektoren

Eine Reihe von THz-Detektorkonzepten ist bekannt, die wichtigsten werden im Folgenden vorgestellt. Alle hochempfindlichen Detektoren müssen gekühlt werden, um den störenden Einfluss des thermischen Umgebungsrauschens zu unterdrücken. Ein weiteres allgemeines Problem für kleine Detektoren ist relativ große Wellenlänge der Strahlung. Dieses Problem kann durch die Verwendung von am Detektor angebrachten Antennenstrukturen umgangen werden.

• Thermische Detektoren

Bei thermischen Detektoren wird ausgenutzt, dass die Absorption der THz-Strahlung zu einer Temperaturerhöhung führt [Kuz90, Sie02]. Letztere kann durch verschiedene Verfahren in ein elektrisches Signal umgewandelt werden: Als einfache thermische Detektoren sind der Golay- und der pyroelektrische Detektor zu nennen. Ersterer basiert auf der thermischen Ausdehnung von Gasen. Die Ausdehnung führt zu einer Bewegung eines Spiegels, der die das Gas enthaltene Kammer abschließt. Die Spiegelbewegung wird schließlich optoelektronisch registriert. Anders arbeitet der pyroelektrische Detektor. Hier wird ein pyroelektrischer Kristall (zum Beispiel Triglyzinsulfat) eingesetzt, an dessen Enden bei Temperaturänderung Kompensationsladungen entstehen.

Deutlich leistungsstärker sind Si- oder Ge-Bolometer, die die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes des jeweiligen Materials ausnutzen (siehe auch Abschnitt 1.8.2 zum bolometrischen Effekt). Bolometer werden in der Regel bei $T \leq 5 \text{ K}$ betrieben und erreichen eine Empfindlichkeit von $R_{\text{Det}} \approx 10^5 \text{ V/W}$ und eine relative Detektivität $D^+ = 10^{13} \sqrt{\text{Hz/W}}$ (siehe Anhang A.1 zur Erläuterung der Einheiten). Noch leistungsstärker sind supraleitende Bolometer und Heiße-Elektronen-Bolometer [Ric86, Sie02].

• Photoleitung

Auch im THz-Bereich werden Photoleitungsdetektoren eingesetzt, bei denen Ladungsträger zwischen einzelnen Energieniveaus angeregt werden. Ein Beispiel ist *p*-Ge, das mit Ga, Cu oder Zn dotiert ist. Die Detektion basiert auf Photoionisation der flachen Störstellen [Kuz90, She64, Hal79]. Solche *p*-Ge-Detektoren erreichen die Detektivität von Halbleiterbolometern. Weiterhin kann die Anregung zwischen Valenz- und Leitungsband von schmallückigen Materialien wie HgCdTe ausgenutzt werden. Spektral einstellbare Detektoren sind durch Verwendung von Übergängen zwischen Landau- oder Zeeman-Niveaus (etwa in InSb oder *n*-GaAs) realisierbar ([Gor95], vergleiche auch Abschnitt 1.8.1).

• Frequenzerniedrigung

Durch Überlagerung der zu detektierenden Strahlung mit einem zweiten THz-Signal (des so genannten Lokaloszillators) lässt sich eine Schwebung generieren. Durch Gleichrichtung in einer Schottky-Diode erfolgt die Demodulation und Detektion des Signals, das mit Hochfrequenz-Elektronik weiterverarbeitet werden kann. Ein Vorteil dieser Heterodynempfänger ist, dass sie spektral selektiv arbeiten und eine hohe spektrale Auflösung bieten. Zudem sind sie durchstimmbare, falls ein entsprechender Lokaloszillator verwendet wird.

• andere Verfahren

Viel Aufmerksamkeit erregte der von Komiyama et al. entwickelte Einzel-Photonen-Detektor [Kom00]. Dieser Detektor benutzt einen aus einem Quantenpunkt bestehenden Einzelelektronen-Transistor. Innerhalb des Quantenpunktes wird durch die THz-Strahlung ein Elektron-Loch-Paar erzeugt, das eine Polarisation zwischen den anliegenden Ladungsreservoirs verursacht. Dadurch verschieben sich die charakteristischen Coulomb-Leitungs-Peaks des Einzelelektronen-Transistors zu anderen Gate-Spannungen. Diese Verschiebung wird zur Detektion genutzt. Der Detektor erreicht eine überragende relative Detektivität von $D^+ = 10^{22} \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$. Allerdings ist dieser Detektor langsam (maximale Zeitauflösung von 1 ms) und erfordert hohe Magnetfelder und tiefe Temperaturen in der Größenordnung von 50 mK.

Ein völlig anderes Beispiel ist Nutzung von Plasmawellen in Si-FETs mit Gate-Längen im nm-Bereich, die von Knap et al. demonstriert wurde [Kna02]. Dieser Effekt ist bei Zimmertemperatur nutzbar und eignet sich auch zur THz-Generierung (siehe nächster Abschnitt).

2.3 Quellen

Im Folgenden werden die wichtigsten und interessantesten THz-Quellen vorgestellt.

• Thermische Strahler

Obwohl thermische Strahler entsprechend der Planck'schen Strahlungsverteilung vorwiegend Strahlung im höherenergetischen Bereich aussenden¹, werden sie als primitive THz-Quellen eingesetzt (siehe Anhänge A.3 und A.4 zur Planck'schen Strahlungsverteilung). Eine häufig, und auch in der vorliegenden Arbeit verwendete Bauart ist die des Globars (englisch glow bar = glühender Barren). Ein Global besteht meist aus einem SiC-Stab, der von innen elektrisch auf bis zu 1500 K geheizt wird. Um höhere Temperaturen und Emissionsleistungen zu erreichen, werden Plasmen in Gasentladungslampen (beispielsweise Hg-Hochdruckbogenlampen) verwendet [Kuz90].

• Laser

Um monochromatische THz-Strahlung höherer Intensität zu erzeugen, werden Laser verwendet. Die Auswahl an leistungsfähigen THz-Lasern ist jedoch gering und die Verwendung gestaltet sich meist aufwendig.

Lange Zeit bekannt sind optisch gepumpte Molekül-Gas-Laser [Kuz90, Fer02]. Dabei werden häufig organische Moleküle wie CH_3OH , HCN , oder H_2O verwendet. Als Pump-Quelle dient meist ein leistungsstarker CO_2 -Laser. Es wird eine THz-Ausgangsleistung von bis zu 30 mW erreicht, jedoch ist Effizienz dieser Laser ist vergleichsweise gering.

Ein sehr vielversprechender Ansatz sind Quantenkaskadenlaser [Ulr00, Köh02, Mah05]. Diese Systeme bestehen aus einer Vielzahl von übereinander gewachsenen Schichten. Dabei sind (mindestens) zwei alternierende Zonen erforderlich, wobei die eine als Injektor und die andere als aktive Zone fungiert (Anzahl der Zonen ≥ 100 und etwa 10 Quantentöpfe pro Zone). Die optischen Übergänge finden zwischen Minibändern im Leitungsband statt. Bisher wurden Emissionsleistungen in der Größenordnung von 10 mW erreicht (bei tiefen Temperaturen, der Betrieb der derzeitigen Laser ist auch bei höheren Temperaturen bis etwa

¹Das Maximum der Emissionsverteilung bewegt sich zwar zu kleineren Frequenzen bei Verringerung der Temperatur, doch dabei verringert sich die Emissionsleistung über den gesamten Spektralbereich. Deshalb wird stets die maximal erreichbare Temperatur für eine hohe Emissionsleistung angestrebt.

100 K möglich, jedoch ist die erreichbare Emissionsleistung dann wesentlich geringer). Wegen des komplexen Aufbaus der Quantenkaskadenlaser gestaltet sich Optimierung zwar aufwendig, trotzdem wird dieses Konzept schnell weiterentwickelt.

Deutlich höhere Leistungen werden mit Freie-Elektronen-Lasern (FEL) erreicht [Fer02, Wil02, vH05]. Bei diesen Systemen wird ein hochenergetischer Elektronenstrahl durch lineare Beschleunigeranlagen erzeugt und in ein starkes räumlich alternierendes Magnetfeld geleitet. Durch das Magnetfeld beginnen die Elektronenpakete zu oszillieren und emittieren folglich Photonen. Durch FELs lässt sich zwar Strahlung sehr hoher Brillanz in einem fast beliebigen Spektralbereich erzeugen, doch diese Großanlagen verursachen enorme Kosten. Letzteres gilt auch für Synchrotrons (Elektronen-Speicherringe), die ebenfalls zur Generierung von kohärenter THz-Strahlung nutzbar sind [Nak89].

Ein weiteres System sind *p*-Ge-Laser. Da dieses System in der vorliegenden Arbeit verwendet wird, soll es im Abschnitt 2.4 ausführlicher beschrieben werden.

• Frequenzerhöhung und -erniedrigung

Durch die Anregung von Oberwellen aus dem Spektralbereich der Mikrowellen ergibt sich die Möglichkeit einer durchstimmbaren und weitestgehenden monochromatischen THz-Quelle [Kuz90, Sie02]. Die Primärwellen werden durch vergleichsweise starke Generatoren wie Magnetrons oder Klystrons erzeugt. Ebenso bieten sich halbleiterbasierte Generatoren an, die bereits nahe am THz-Bereich arbeiten.

Wie die Frequenzerhöhung ist auch die Frequenzerniedrigung von optischen Frequenzen möglich. Dazu mischt man die Strahlen von zwei Infrarot-Lasern entsprechend unterschiedlicher Wellenlänge, um THz-Strahlung als Schwebungsfrequenzen zu generieren [Fer02, Sie02]. So wurden bereits Emissionsleistungen von rund 100 mW (gepulst) erreicht. Diese Methode profitiert von der Kompaktheit und Leistungsstärke optischer Laser.

• andere Verfahren

Ein interessantes Konzept ist Generierung von THz-Strahlung durch Bloch-Oszillationen. Diese Oszillationen wurden erstmals von Bloch [Blo28] und Zener [Zen34] vorhergesagt. Neuere Untersuchungen zeigen, dass Bloch-Oszillationen im THz-Bereich in Halbleitersupergittern möglich sind [Sek05]. Einen anderen Ansatz untersuchten Knap et al. Es gelang ihnen THz-Strahlung durch Hochbeweglichkeits-FETs mit sehr kurzer Gate-Länge (60 nm) zu erzeugen [Kna04]. Die Autoren führen die Emission auf eine vom Strom angeregte

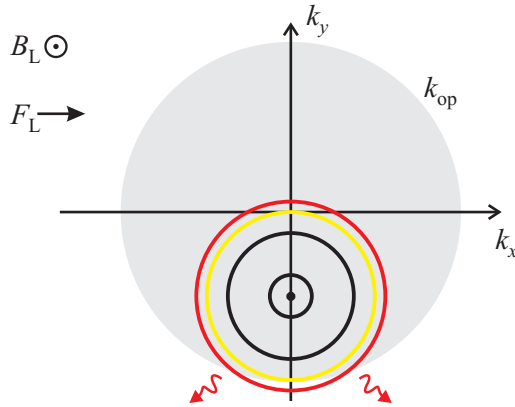


Abbildung 2.2: Zweidimensionale Skizze zur Funktionsweise von p -Ge-ZR-Lasern. Dargestellt sind die Landau-Niveaus im Impulsraum. Die Richtungen des magnetischen und des elektrischen Feldes sind markiert. Innerhalb der grauen Kreisscheibe ($|k| < k_{\text{op}}$) ist die Streuung stark unterdrückt, während außerhalb Streuung an optischen Phononen auftritt (durch Schlangenlinien angedeutet). Die Besetzungsinversion bildet sich zwischen dem gelb dargestellten und den darunter liegenden Landau-Niveau.

Instabilität von Plasmawellen zurück, die zu Oszillationen im Transistorkanal führt.

2.4 p -Ge-Laser

Man unterscheidet mehrere Typen von Lasern, die auf positiv dotiertem Ge basieren. Für den Laserbetrieb können folgende Übergänge genutzt werden: Übergänge zwischen Landau-Niveaus leichter Löcher (LLZR), Übergänge zwischen Niveaus schwerer und leichter Löcher (SLLL) und Übergänge zwischen Landau-Niveaus schwerer Löcher (SLZR). Der erste experimentelle Nachweis der stimulierten Emission gelang Ivanov und Vasilyev im Jahre 1983 [Iva83], dabei wurde das LLZR-Regime benutzt. Ein Jahr später wurden auch SLLL-Laser [And84b] und SLZR-Laser [And84a, And85] von Andronov et al. demonstriert. Während LLZR- und SLLL-Systeme im THz-Bereich emittieren, arbeiten SLZR-Systeme im Mikrowellenbereich. Im Folgenden soll die Funktionsweise von LLZR-Lasern skizziert werden, denn dieses System kam in der vorliegenden Arbeit zum Einsatz. Umfassendere Informationen zu allen drei Lasertypen finden sich beispielsweise in der Zusammenstellung von Gornik und Andronov [Gor83] und in dem Aufsatz von Bründermann [Brü04].

Für den Betrieb von LLZR-Lasern werden ein elektrisches Feld F_L und ein magnetisches Feld B_L benötigt, die senkrecht zueinander stehen. Daraus folgt eine

Konfiguration im Impuls-Raum, wie sie in der Abbildung 2.2 skizziert ist (zweidimensionale Darstellung): Durch den Einfluss des Magnetfeldes sind die erlaubten Zustände auf Landau-Zylindern angeordnet. Das Zentrum der Landau-Zylinder befindet sich durch den Einfluss des elektrischen Feldes bei $\underline{k} \neq \underline{0}$.

Der Laser wird bei tiefen Temperaturen $T \leq 5 \text{ K}$ betrieben. Es werden leicht dotierte Ge-Kristalle verwendet ($p \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$). Unter diesen Bedingungen ist die Streuung an akustischen Phononen, Störstellen und Verunreinigungen stark unterdrückt (Streuzeiten etwa von 10 ps bis 100 ps). Im Gegensatz dazu sind die Streuraten an optischen Phononen etwa 100- bis 1000-fach höher. Die Streuung an optischen Phononen tritt erst ab einer bestimmten Energie $\hbar k_{\text{op}}$ auf. Das heißt, dass innerhalb der grau dargestellten Kreisscheibe in der Abbildung 2.2 kaum Streuung auftritt, während die Streuraten außerhalb groß ist. Die zur stimulierte Emission erforderliche Besetzungsinversion wird folgendermaßen aufgebaut: Löcher auf hohen Landau-Niveaus (wie die auf dem rot dargestellten Landau-Niveau in der Abbildung 2.2) gelangen in den Bereich starker Streuung und werden auf den Punkt $\underline{k} = \underline{0}$ gestreut. Das Landau-Niveau, das durch $\underline{k} = \underline{0}$ verläuft wird durch diesen Mechanismus ständig mit weiteren Löchern aufgefüllt. So entsteht eine Situation, in der dieses Landau-Niveau höher als das darunter liegende besetzt wird. Die Energie zum Aufrechterhaltung dieses Pumpprozesses wird vom elektrischen Feld geliefert.

Die Laser benötigen typischerweise elektrische Felder im Bereich von 200 kV/m bis 400 kV/m und Magnetfelder im Bereich von 3 T bis 6 T. Sie emittieren im Bereich von 7 meV bis 15 meV (einstellbar, Zyklotronmasse der leichten Löcher beträgt $0.046 m_e$). Es wird eine Emissionsleistung von rund 1 W und eine Linienebreite von rund 0.02 meV erreicht [Gor91].

Kapitel 3

Experimentelles

Zu Beginn des vorliegenden Kapitels werden die verwendeten Halbleiter-Proben vorgestellt. Es wird auf den Schichtaufbau der Proben und auf die Strukturierung durch Photolithographie eingegangen. Anschließend wird die eingesetzte Messtechnik erläutert. Der Messaufbau ermöglicht Leitfähigkeitsmessungen bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern. Die Anregung der Proben mit THz-Strahlung geschieht entweder durch eine Global-Quelle oder durch einen *p*-Ge-Laser. Bei Benutzung des *p*-Ge-Lasers sind zeitaufgelöste Messungen der Photoleitfähigkeit möglich. Die dazu erforderliche Schaltungstechnik wird detailliert vorgestellt.

3.1 Proben

3.1.1 Epitaktisches Wachstum

In der vorliegenden Arbeit werden zwei verschiedene Typen von Heterostrukturen untersucht: GaAs/AlGaAs- und HgTe/HgCdTe-Systeme. In beiden Fällen geschieht die Herstellung durch Molekularstrahlen-Epitaxie (englisch: molecular beam epitaxy, MBE).

Beim MBE-Prozess werden sehr reine Ausgangs-Elemente beziehungsweise Verbindungen durch Erhitzen verdampft. Auf einem kühlerem Substrat kann sich das Material wieder abscheiden. Unter gewissen Bedingungen erfolgt das Wachstum der neuen Schicht epitaktisch (nahezu ohne Gitterfehler). Es müssen vor allem folgende Bedingungen erfüllt sein: Die Gitterstrukturen und -konstanten dürfen sich nur geringfügig unterscheiden. (Der Unterschied der Gitterkonstanten von GaAs und AlAs ist beispielsweise kleiner als 0.15% bei gleicher Gitterstruktur [Dav98].) Außerdem müssen die Teilchenstrahlen in passenden Flussraten eintreffen und möglichst wenig Fremdteilchen enthalten. Um Letzteres zu ermöglichen, findet der Prozess im Ultrahochvakuum statt. Weitere Details zum MBE-Prozess finden sich in der Literatur [Her96, Dav98, Rug91, Gos98].

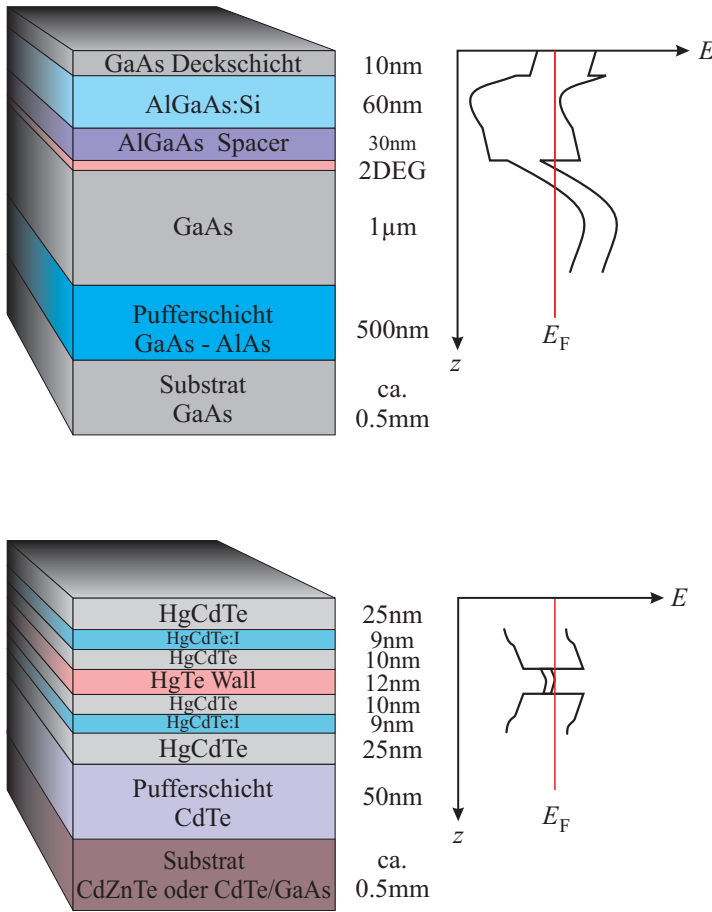


Abbildung 3.1: Aufbau der Heterostrukturen. Es ist ein typischer Schichtaufbau für die Systeme GaAs/AlGaAs (oben) und HgTe/HgCdTe (unten) dargestellt. Die Zeichnungen sind nicht maßstabsgetreu. Neben den Zeichnungen ist jeweils der Bandverlauf skizziert.

Durch den MBE-Prozess werden Schichten verschiedener Bandlücke und Dotierart aufeinander gewachsen. Dadurch können sich entlang der Wachstumsrichtung z komplexe Verläufe der elektronischen Bänder bilden: Verschiedene Bandlücken führen zu Stufen im räumlichen Banderverlauf. Verschiedene Dotierungen bedingen die Umverteilung von Ladungen und können den Bandverlauf krümmen. Diese Effekte können ausgenutzt werden, um Potentiale zu formen, die Ladungsträger bezüglich der z -Richtung lokalisieren, und somit ein 2DEG zu bilden.

In der Abbildung 3.1 ist der Schichtaufbau für typische GaAs/AlGaAs und HgTe/HgCdTe Heterostrukturen dargestellt. Neben den Schichtstapeln ist der Bandverlauf skizziert.

Im GaAs/AlGaAs-System¹ ergibt sich ein näherungsweise dreieckiges Einschlusspotential. Einzelheiten dazu wurden bereits im Abschnitt 1.1 dargestellt. Die in der vorliegenden Arbeit verwendeten GaAs/AlGaAs-Wafer wurden in der MBE-Gruppe des Max-Planck-Institutes für Festkörperforschung in Stuttgart hergestellt. Die wichtigsten Daten der Wafer sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Im HgTe/HgCdTe-System² (englisch: Mercury-Cadmium-Tellurite, MCT) sind beide Wände des Potentialtopfes durch Sprünge in den Bandverläufen bei Übergängen zwischen HgTe und HgCdTe bedingt. Die Donatoren der HgTe/HgCdTe:I-Schicht liefern Elektronen für den Potentialtopf. Weil keine HgTe- oder HgCdTe-Substrate verfügbar sind, wird stattdessen CdZnTe oder alternativ CdTe/GaAs verwendet.

Das besondere an den verwendeten MCT-Heterostrukturen ist, dass sich im Potentialtopf eine invertierte Bandstruktur bildet (die Bandlücke ist negativ). Hier kommen die Eigenschaften des Halbmetalls HgTe (Volumenmaterial) zum Tragen. Es hat sich gezeigt, dass die Bandlücke von der Dicke d des Potentialtopfes abhängt. Mit zunehmender Dicke werden die Eigenschaften von HgTe dominanter. Für $d > 6$ nm wird die Bandlücke negativ [PJ00]. Bei den hier verwendeten Wafern ist der Potentialtopf 12 nm breit.

Die HgTe/HgCdTe-Wafer wurden in der MBE-Gruppe der Würzburger Universität hergestellt. Weitere Informationen zum MCT-System finden sich im Anhang A.2.

3.1.2 Probenpräparation

Ein Standardverfahren für die Strukturierung von Halbleiter-Oberflächen ist die Photolithographie³ [Fra04, Sue94]. Sie spielt eine Schlüsselrolle bei der industriellen Produktion von Bauelementen und integrierten Schaltkreisen. Deshalb ist die Basistechnologie sehr ausgereift. Um eine größere Zahl von Elementen bei konstanten Kosten und höhere Arbeitsfrequenzen zu erreichen, werden die Strukturen immer kleiner und die Packungsdichten erhöht. Nach dem Moore'schen "Gesetz" verdoppelt sich die Zahl der Elemente auf gleicher Chipfläche etwa alle 1.5 Jahre [EM95] (in der Originalarbeit wurde ursprünglich etwa eine jährliche Verdopplung angenommen [Moo65]).

¹genauer: GaAs/Al_xGa_{1-x}As, hier typisch: $x \approx 0.3$.

²genauer: HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe, hier typisch: $x \approx 0.7$.

³Der Ausdruck Lithographie stammt aus dem griechischen (lithos = Stein + graphein = schreiben) und bezeichnet ursprünglich das Steindruck-Verfahren (Papierdruck-Verfahren, 1796/97 erfunden) [Lex69].

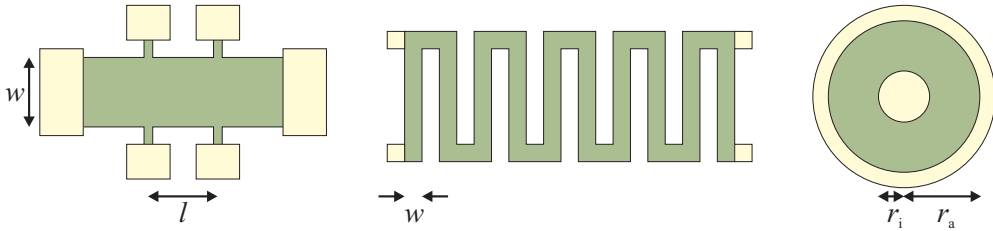


Abbildung 3.2: Hall-Bar-, Mäander- und Corbino-Geometrie (von links nach rechts). Das 2DEG ist grün dargestellt, die metallischen Kontakte sind gelb dargestellt. Die verwendeten Strukturen haben folgende Größe: Hall-Bar: $w = 200 \mu\text{m}$, $l = 300 \mu\text{m}$, Mäander: $w = 100 \mu\text{m}$, Gesamtlänge der Bahn $l = 60 \text{ mm}$ (Mäander-Form ist im Bild schematisch dargestellt), Corbino: $r_i = 500 \mu\text{m}$, $r_a = 1500 \mu\text{m}$.

Für diese Arbeit werden Proben in Hall-Bar-, Mäander- und Corbino-Geometrie hergestellt. Die Abbildung 3.2 zeigt die verschiedenen Geometrien. Die Mäander-Struktur ist eine lange Hall-Bar, die durch ihre besondere Form die gegebene Chip-Fläche gut ausnutzt. Sie bietet eine relativ große photoaktive Fläche und ein großes Länge-zu-Breite-Verhältnis. Die verwendeten Corbino-Proben bieten ebenfalls eine relativ große Fläche des 2DEGs. Es wird Photolithographie verwendet, um das 2DEG geometrisch zu strukturieren und mit Kontakten zu versehen. Für den Lithographie-Prozess sind viele Einzelschritte notwendig, die im Folgenden beschrieben werden. (Die Zahlen der Einzelschritte entsprechen den einzelnen Bildern in Abbildung 3.3). Die Arbeiten wurden im Reinraumzentrum der Physikalisch Technischen Bundesanstalt in Braunschweig durchgeführt.

GaAs/AlGaAs-Proben

① Spalten und Reinigen

Der erste Schritt ist das Spalten des Wafermaterials in rund $4.5 \cdot 4.5 \text{ mm}^2$ große Stücke. Dazu wird eine gerade Nut in den Wafer geritzt. Dann wird der Wafer an dieser Stelle gebrochen. Anschließend wird die Oberfläche der Probe gründlich gereinigt, um eine problemlose lithographische Strukturierung zu ermöglichen. Das Reinigen erfolgt durch Abspritzen der Oberfläche mit Aceton und anschließend mit Isopropanol. Der Zustand der Oberfläche wird mit einem Mikroskop kontrolliert. Sollten noch Verunreinigungen vorhanden sein, muss noch einmal gereinigt werden. Hartnäckige Verunreinigungen müssen durch ein Ultraschallbad oder vorsichtiges Reiben mit einem Papiertuch entfernt werden.

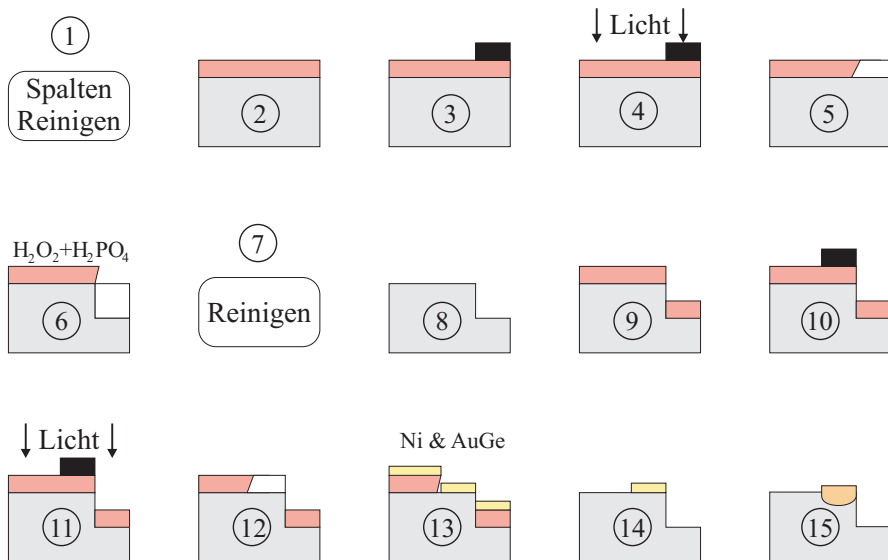


Abbildung 3.3: Arbeitsschritte der Mesa-Strukturierung durch Photolithographie und Aufbringung der Metallkontakte. Die einzelnen Schritte sind im Text erklärt. (grau: Halbleiter, rot: Photolack, schwarz: Photo-Maske, gelb: Metall.)

② Belacken

Im nächsten Schritt wird Photolack auf die Oberfläche aufgetragen (roter Film in Abbildung 3.3, ②). Es wird Photolack des Typs AZ5214E verwendet. Vor dem Belacken wird die Probe für rund 5 Minuten auf 120°C erhitzt, um Feuchtigkeit (Wasser) von der Oberfläche zu entfernen. Anschließend wird die Probe auf dem Drehteller einer Lackschleuder fixiert und in Rotation versetzt (3500 U/min). Dann wird etwas Photolack auf die Probe getropft, der durch die Drehung nach außen fließt und so schließlich einen gleichmäßigen Lackfilm bildet. Um Verdickungen des Lackes am Probenrand zu vermeiden, empfiehlt es sich die Probe etwas außerhalb der Mitte des Drehtellers zu fixieren. Nach dem Belacken wird die Probe für 3 Minuten auf 90°C erhitzt.

③ Photo-Maske über der Probe positionieren

Die Probe wird in einen Belichtungsapparat gelegt und eine Photo-Maske darüber positioniert (Abstand $\ll 1\text{ mm}$). Die Photo-Maske ist eine aus Chrom auf einer Glasplatte aufgedampfte Struktur. Die Bereiche aus Chrom sind für Licht nicht durchlässig (schwarze Balken in Abbildung 3.3, ③). Diese Struktur wird durch die Photolithographie auf die Probenoberfläche übertragen.

④ Belichten

Im Anschluss wird die Probe belichtet. Dazu wird UV-Licht einer Quecksilber-Lampe verwendet. Nur die Bereiche des Lackes, die nicht von der Photo-Maske verdeckt sind, werden belichtet. Durch das UV-Licht wird die photoempfindliche Komponente des Lackes umgewandelt. Der verwendete Photolack eignet sich zur positiven und negativen Abbildung. Beim Positiv-Verfahren wird relativ lange belichtet (20 s). Beim Negativ-Verfahren wird kurz belichtet (8 s), anschließend wird die Probe erhitzt (90 s bei 120°C) und dann ohne Photo-Maske (so genannte Flutbelichtung) noch einmal belichtet (für 30 s).

⑤ Entwickeln

Im nächsten Schritt wird der Photolack entwickelt. Dazu wird die Probe in ein Bad aus 100 ml Photolack-Entwickler und 100 ml Wasser getaucht. Das Entwickeln dauert rund 25 s und ist mit dem Auge zu kontrollieren. Beim Entwickeln werden die *einmal* belichteten Bereiche des Photolackes entfernt. (Beim Positiv-Verfahren sind die nicht durch die Photo-Maske abgedeckten Bereiche einmal belichtet, während beim Negativ-Verfahren die durch die Photo-Maske abgedeckten Bereiche einmal belichtet sind. In Abbildung 3.3,⑤ ist das Negativ-Verfahren dargestellt.) Nach dem Herausnehmen aus der Entwicklerlösung wird die Probe mit Reinstwasser abgespült.

⑥ Ätzen

Die Probe wird nasschemisch geätzt. Dazu wird sie in eine Lösung getaucht (reines Ethanol (C_2H_5OH), 85%-ige Phosphorsäure (H_3PO_4) und 30%-iges Wasserstoffperoxid (H_2O_2) im Verhältnis 3:1:1). Dadurch wird Halbleitermaterial, das nicht durch Photolack bedeckt ist, allmählich weggeätzt (siehe Abbildung 3.3,⑥). Nach 19 s wird die Probe aus der Ätzlösung genommen und mit Wasser abgespült. Während des Ätzens werden rund 600 nm Material abgetragen (vergleiche [Sag03]).

⑦ Reinigen

Anschließend wird der restliche Photolack entfernt. Dies geschieht mit Aceton und Isopropanol, wie bei ① beschrieben.

⑧ Mesa-Schritt abgeschlossen

Die 2DEG-Schicht befindet sich rund 100 nm unter der Oberfläche (vergleiche Abschnitt 3.1.1). Durch das Wegätzen bestimmter Teile ist das 2DEG geometrisch strukturiert worden und der so genannte Mesa⁴-Schritt ist damit abgeschlossen.

⑨+⑩+⑪+⑫ Erneutes Belacken und Belichten

Um die Herstellung von Metallkontakten vorzubereiten, ist erneutes Belacken und Belichten nötig. Diesmal wird eine Photo-Maske benutzt, die die geometrische Struktur der Kontakte enthält. Es wird im Negativ-Verfahren gearbeitet.

⑬ Aufdampfen des Kontaktmaterials

Vor dem Aufdampfen des Kontaktmaterials wird die Probe in 30%-iger Salzsäure 25 s gebadet. Anschließend wird die Probe in einer Aufdampfkammer platziert. Die Kammer wird evakuiert (Druck $< 10^{-4}$ Pa). Es werden nacheinander rund 5 nm Nickel, rund 120 nm Gold-Germanium und rund 30 nm Nickel auf die Probenoberfläche gedampft. Dies erfolgt durch abwechselndes Heizen von zwei Behältern, die der Probe gegenüber stehen und mit Nickel- und Gold-Germanium- (eutektisches Gemisch) Granulat gefüllt sind.

⑭ Lift-off

Nach dem Ausbau der Probe aus der Aufdampfkammer wird der so genannte Lift-off (englisch für abheben) durchgeführt, bei dem der Photolack und die auf ihm liegende Metallschicht entfernt wird. Dazu wird die Probe für 10 Minuten in Aceton gelagert und anschließend werden die Metall- und Lackreste durch Abspritzen, wie in 3.3,① beschrieben, entfernt. Für einen sauberen Lift-off-Schritt dürfen die am Halbleiter haftenden Kontakte nicht mit der restlichen Metallschicht verbunden sein. Dies gelingt, weil der Photolack am Rand schräg übersteht, wie in der Abbildung 3.3 dargestellt (dies wird Unterschnitt oder englisch Undercut genannt; der Undercut wird hier durch das Negativ-Photolithographie-Verfahren erreicht).

⁴Der Ausdruck Mesa stammt aus dem Spanischen und heißt Tisch. Eine Halbleiter-Mesa-Struktur ist wie ein Tisch eine erhöhte und scharf begrenzte Ebene.

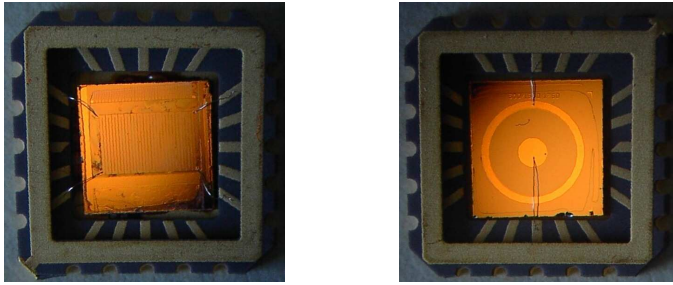


Abbildung 3.4: Fotos von fertig strukturierten und in den Chip-Träger eingebauten Proben (links: Mäander-Struktur, rechts: Corbino-Struktur).

⑮ Legieren

Der elektrische Kontakt zur 2DEG-Schicht wird durch Einlegieren des Kontaktmaterials erreicht. Dazu wird die Probe für 25 s auf rund 460°C erhitzt. Dies geschieht unter Schutzgasatmosphäre (5% Wasserstoff und 95% Stickstoff), um ein Oxidieren zu verhindern. Die so hergestellten metallischen Kontakte haben eine hinreichend kleine Schottky-Barriere und deshalb gute Leitfähigkeit. Man erreicht auf diese Weise Ohm'sche Kontakte.

⑯ Einkleben und Bonding

Anschließend wird die Probe in einen Chip-Träger geklebt und die Kontakte auf der Probe mit den Kontakten des Chip-Träger durch so genanntes Bonding (englisch für verbinden) verbunden. Dazu wird ein Bonding-Gerät verwendet, das die Verbindung durch Aluminiumdraht mit einem Durchmesser von $25\ \mu$ herstellt. Der Draht wird mit den Kontakten durch Ultraschall kaltverschweißt. Im Chip-Träger lässt sich die Probe besser handhaben und es können Kabel an den Außenkontakten des Chip-Trägers angelötet werden. Die Abbildung 3.4 zeigt ein Foto zweier Proben in Mäander- und Corbino-Geometrie nach Durchführung aller Präparationsschritte.

HgTe/HgCdTe-System

Für das HgTe/HgCdTe-System muss in einigen Punkten anders vorgegangen werden. Für die Hall-Bar-Probe wird das Mesa-Ätzen mit einer Brom-Ethylenglykol-Lösung durchgeführt. Es werden keine Metall-Kontakte aufgedampft. Die Kontaktierung erfolgt durch ein Thermo-Bonding-Gerät, das feinen Gold-Draht mit Indium an die Oberfläche lötet. (Diese Arbeiten wurden von der MBE-Gruppe in Würzburg durchgeführt [Bec]).

Für Corbino-Proben sind geometrisch wohldefinierte Kontakte nötig. Es wurde folgendes Rezept entwickelt: Auf den Mesa-Schritt wird verzichtet. Für die Kontakte wird rund 40 nm Indium und anschließend rund 200 nm Gold aufgedampft. Das Legieren erfolgt bei 120°C für 20 s (eine höhere Temperatur könnte die Probe zerstören). Die Verdrahtung wird wie bei Hall-Bar-Proben mit einem Thermo-Bonding-Gerät durchgeführt. Weitere Einzelheiten sind in der Diplomarbeit von R. Bonk zu finden [Bon06].

3.2 Kryotechnik und Messaufbau

Wie im Kapitel 1 beschrieben, benötigt man tiefe Temperaturen, um Effekte wie den QHE zu ermöglichen. Dazu wird die Probe in einem Kryostaten platziert und mit flüssigem Helium gekühlt. Es stehen zwei Kryostaten der Firma Oxford Instruments zur Verfügung, die mit supraleitenden Magneten ausgestattet sind. Die meisten Messungen werden in dem kleineren Kryostaten durchgeführt, der ein maximales Magnetfeld von $B = 10 \text{ T}$ zur Verfügung stellen kann⁵.

3.2.1 Der Kryostat

Der Aufbau des Kryostaten ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Der Kryostat ist mehrwandig aufgebaut. Die äußerste Schale ist evakuiert (Druck $\leq 10^{-3} \text{ Pa}$) und dient als thermische Isolation der Hauptkammer. In der Hauptkammer befindet sich flüssiges Helium bei 4.2 K unter Normaldruck. Am Boden der Kammer ist die große supraleitende Spule platziert, die das Magnetfeld für die QH-Probe erzeugt. (Die Spule ist aus einer Kombination von NbTi und Nb₃Sn gewickelt, für Grundlagen zur Supraleitung siehe [Buc94, Kop93]). Die Probenkammer ist durch ein weiteres Isolationsvakuum (Druck $\leq 10^{-3} \text{ Pa}$) von der Hauptkammer getrennt. Durch ein Nadelventil wird Helium aus dem Reservoir in der Hauptkammer in die Probenkammer geleitet, während gasförmiges Helium mittels einer einstellbaren Pumpe aus der Probenkammer gepumpt wird. Man kann durch Regeln des Nadelventils und der Pumpleistung die Temperatur sowie den Füllstand in der Probenkammer einstellen. Durch ein Heizelement, das sich in der Probenkammer befindet, können auch Temperaturen oberhalb von 4.2 K erzeugt werden. So ist die Temperatur der Probenkammer in einem Bereich von 1.7 K bis weit über 50 K einstellbar. In dieser Arbeit werden die Messungen in der Regel bei $T = (4 \pm 0.1) \text{ K}$ durchgeführt.

Die QH-Probe ist am unteren Teil des Messspießes befestigt und befindet sich im Zentrum der großen Spule. Für die meisten optischen Messungen wird ein p -Ge-

⁵Bei einer Temperatur der Spule von 4.2 K.

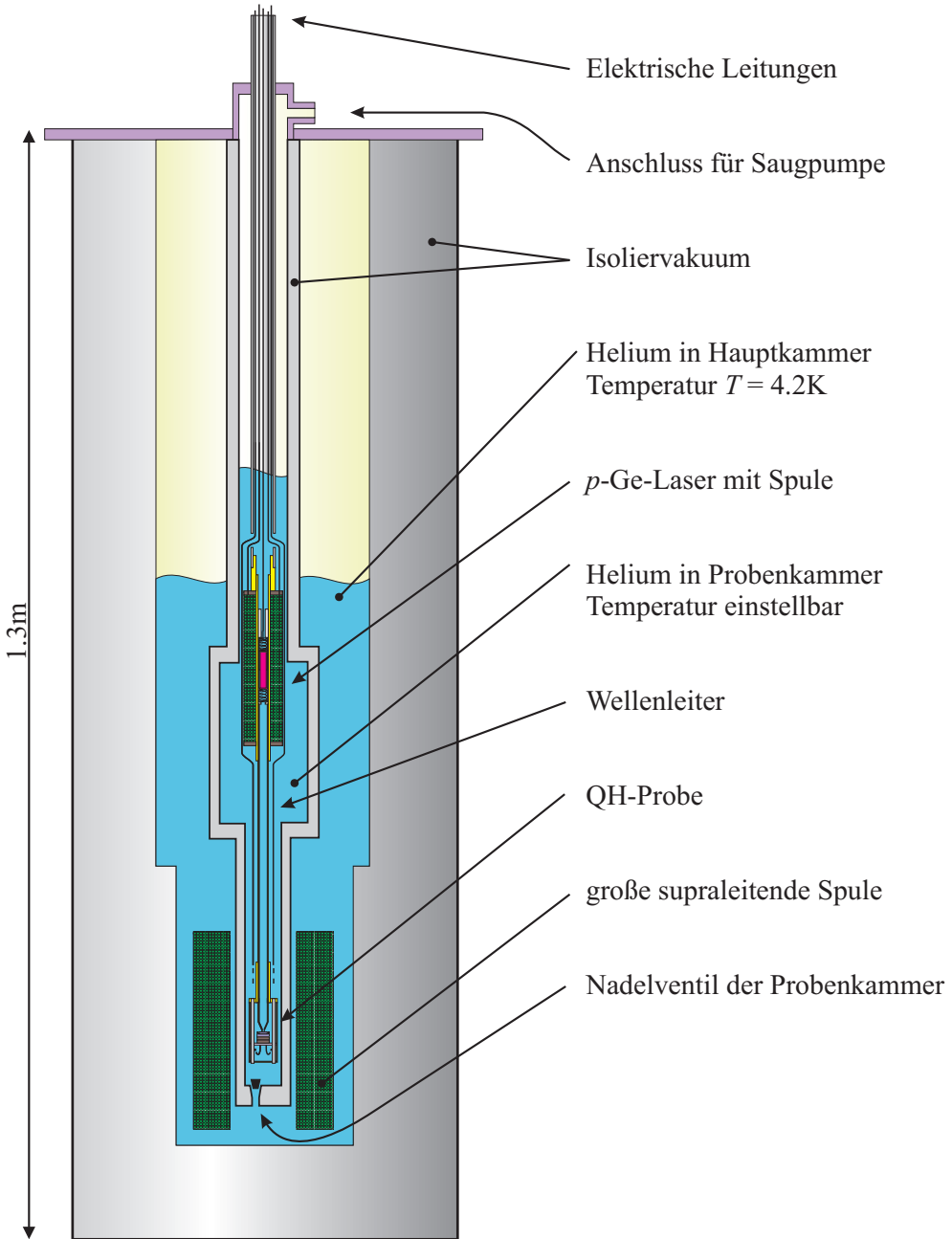


Abbildung 3.5: Querschnitt des Kryostaten mit eingesetztem Messspieß mit QH-Probe und p -Ge-Lasereinheit. Die Zeichnung ist annähernd maßstabsgetreu. Weitere Details zum Aufbau des Kryostaten sind in der Dokumentation des Herstellers zu finden [Oxf].

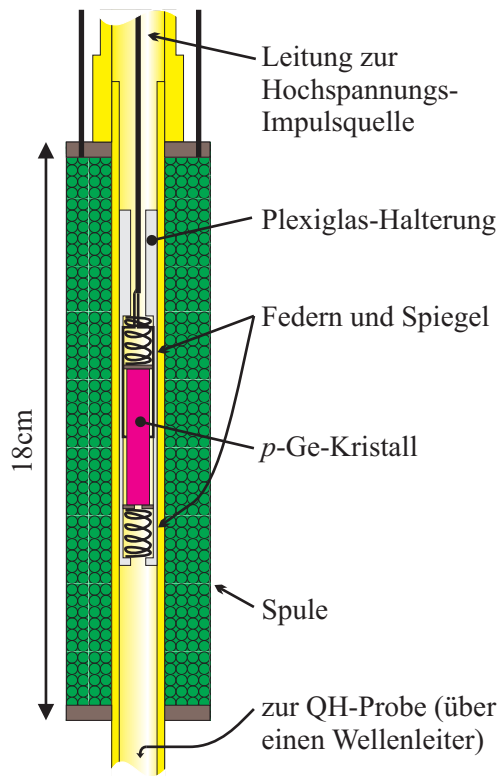


Abbildung 3.6: Querschnitt der Lasereinheit, die im Messspieß integriert ist. Die Zeichnung ist annähernd maßstabsgetreu.

Laser verwendet. Der Laser ist im Messspieß montiert. Das für den Laserbetrieb nötige Magnetfeld wird durch eine weitere supraleitende Spule erzeugt. Für den Betrieb dieser Spule muss der Füllstand des flüssigen Heliums derart gewählt werden, dass die Spule komplett bedeckt ist.

3.2.2 Messungen mit dem *p*-Ge-Laser

Die Abbildung 3.6 zeigt den Aufbau der Lasereinheit, die im Messspieß integriert ist. Der gesamte Aufbau wird in den Kryostaten eingeführt. Als aktives Medium des Lasers dient ein rund $3 \cdot 0,5 \cdot 0,5 \text{ cm}^3$ großer Germanium-Kristall ⁶ mit einer Löcherkonzentration $p \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (Abbildung 3.7 zeigt ein Foto eines solchen Kristalls). An zwei der langen Außenseiten des Kristalls sind Aluminium-Elektroden angebracht, um ein elektrisches Feld aufzubauen. Die Elektroden sind mit einem zweifach abgeschirmten Koaxialkabel verbunden, das aus dem Kryostaten herausführt und an eine Hochspannungs-Impulsquelle angeschlossen

⁶hergestellt im Physikalisch-Technischen A.F. Ioffe Institut, Polytekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russland.

ist. Durch Federn werden zwei Kupferspiegel, die den Resonator bilden, an die zwei Stirnseiten des Kristalls gedrückt. Einer der Spiegel ist mit einem kleinem Loch versehen, das den Austritt von THz-Strahlung ermöglicht. Die Spiegel sind durch Teflonfolie vom Kristall getrennt, um einen elektrischen Kurzschluss der Elektroden zu vermeiden. Der Kristall und die Spiegel sind in einer Halterung aus Plexiglas gekapselt und im Zentrum einer supraleitenden Spule positioniert, die ein Magnetfeld von etwa maximal 5 T erzeugt. Der *p*-Ge-Laser emittiert in einem Bereich von etwa 1.6 THz bis 2.9 THz (einstellbar), dies entspricht Photonenenergien von etwa 6.8 meV bis 11.9 meV.

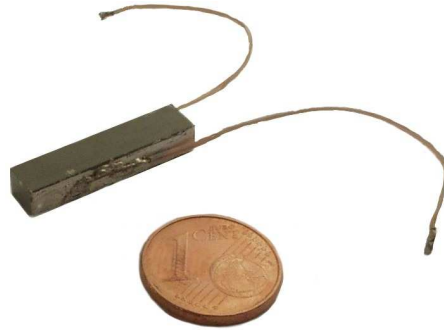


Abbildung 3.7: Foto des *p*-Ge Kristalls. Es sind zwei Kabel an die Aluminiumelektroden gelötet. Als Größenvergleich ist eine Ein-Cent Münze abgebildet.

Die THz-Strahlung gelangt durch ein Messing-Rohr, das als Wellenleiter dient, zur QH-Probe. Der Abstand zwischen Laser (Kristallmitte) und Probe beträgt 38 cm.

3.2.3 Messungen mit dem thermischen Strahler

Einige Messungen werden mit einem thermischen Strahler, einem Globar (siehe Abschnitt 2.3) als THz-Quelle durchgeführt. Die Abbildung 3.8 zeigt den Aufbau der Globar-Halterung, die ich zu diesem Zweck entwickelt habe. Der Globar⁷ wird außerhalb des Kryostaten betrieben. Die Globar-Halterung wird an einen Messspieß befestigt, der einen langen Wellenleiter enthält, um die Strahlung vom Globar zur QH-Probe zu übertragen.

Die Strahlung des Globars gelangt durch eine konische Öffnung in den Wellenleiter. Zwischen dem Globar und der Öffnung ist ein Chopper⁸ und ein Filter positioniert. Das Signal der QH-Probe wird mittels Lock-in-Technik detektiert.

⁷geliefert von PerkinElmer LAS GmbH, Ferdinand-Porsche-Ring 17, 63110 Rodgau-Jügesheim, Deutschland.

⁸Der so genannte Chopper (englisch für Zerhacker) ist eine rotierende Scheibe mit Öffnungen und dient zur Modulation der Strahlung.

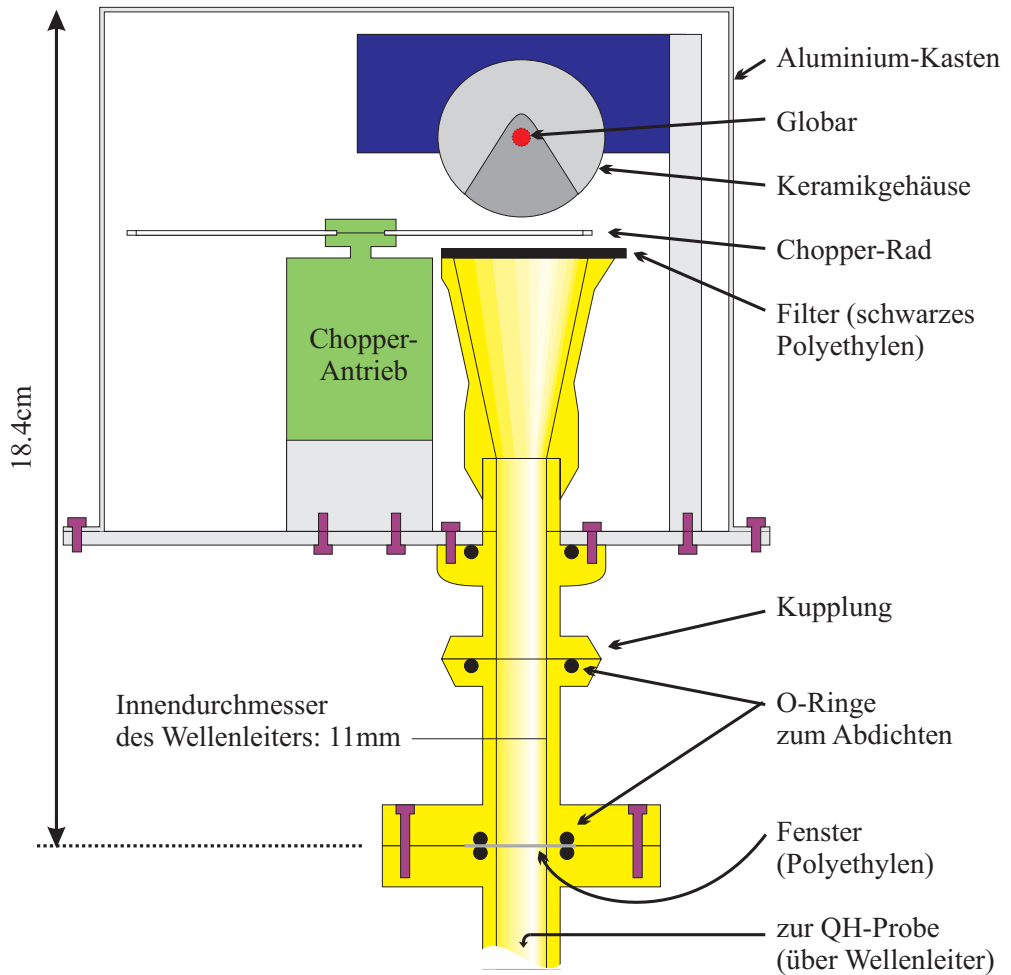


Abbildung 3.8: Querschnittszeichnung des Aufbaus für Messungen mit dem Globar. Die Strahlung des Globars gelangt nach Passieren des Chopper-Rades und des Filters in die konische Öffnung des Wellenleiters. Am Ende des Wellenleiters ist die QH-Probe positioniert (nicht eingezeichnet). Die Kupplungsstelle dient dem einfachen Verbinden (per Spanning) und Trennen von Globar-Aufbau und Messspieß. Die Zeichnung ist maßstabsgetreu.

Der Chopper moduliert die Strahlung und die Modulationsfrequenz wird zusammen mit dem Signal der QH-Probe dem Lock-in-Verstärker zugeführt. Durch die Lock-in-Technik wird ein besseres Signal-Störsignal-Verhältnis erreicht. Es wird ein Chopper-Rad verwendet, bei dem sich durchlassende/nicht-durchlassende Segmente im Winkel von 90° abwechseln (insgesamt also zwei durchlassende und zwei nicht-durchlassende Segmente). Weitere Einzelheiten zur Lock-in-Technik werden im Abschnitt 3.3.1 und in den Arbeiten [Joh03, Loc] behandelt.

Der elektrisch geheizte Globalbar erzeugt thermische Strahlung. Die Temperatur ist regelbar und wird typischerweise in einem Bereich von rund 600 bis 900 K eingestellt (siehe dazu Anhang A.3). Das Emissionsspektrum des Globalbars entspricht näherungsweise der Planck'schen Spektralverteilung. Um Übergänge über die Halbleiter-Bandlücke bei den Messungen auszuschließen beziehungsweise zu minimieren, muss der höherenergetische Spektralanteil herausgefiltert werden. Dazu wird ein Filter aus schwarzer Polyethylen-Folie verwendet. Das Transmissionspektrum des Filters und die Planck'sche Spektralverteilung finden sich im Anhang A.4.

Um eine Absorption der Strahlung durch Luft (insbesondere durch das in der Luft enthaltene Wasser und Kohlendioxid) zu vermeiden, befindet sich der Aufbau in einen Aluminium-Kasten, der mit Stickstoff-Gas gespült wird. Durch ein Fenster wird verhindert, dass Stickstoff nach unten in den Kryostaten gelangt. Im Wellenleiter unter dem Fenster befindet sich Helium. Das Fenster besteht aus durchsichtigem Polyethylen (Frischhaltefolie beziehungsweise Stück einer Plastiktüte). Der Abstand zwischen dem Globalbar und der QH-Probe beträgt 2.0 m.

3.2.4 Die Probenhalterung

Die QH-Probe ist am Ende des Messspießes montiert und befindet sich im Zentrum der großen supraleitenden Spule. Das Magnetfeld wird senkrecht zum 2DEG aufgebaut (das heißt in z -Richtung, der Poynting-Vektor der THz-Strahlung zeigt ebenfalls in z -Richtung). Der Aufbau der Probenhalterung ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Wie im Abschnitt 3.1.2 erwähnt, befindet sich die QH-Probe in einem Chip-Träger. Der Chip-Träger ist auf einen IC-Sockel (mit acht Steckkontakten) geklebt, der in einem weiteren IC-Sockel steckt. Durch dieses Stecksystem wird ein einfacher Probenwechsel ermöglicht. Der untere IC-Sockel ist auf einer Platine befestigt, die ihrerseits durch zwei Messing-Stäbe am Ende des Wellenleiters befestigt ist. Es stehen mehrere elektrische Leitungen zur Verfügung, die je nach Bedarf an den unteren IC-Sockel gelötet werden können. Bei dem Aufbau mit dem p -Ge-Laser sind zwei Koaxialleitungen und eine zehnpolige abgeschirmte Leitung vorhanden, während bei dem Aufbau mit dem Globalbar zwei Koaxialleitungen und zwei Einzelleitungen zur Verfügung stehen.

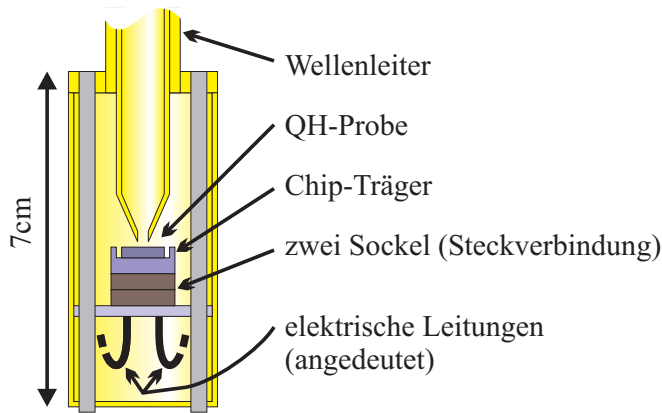


Abbildung 3.9: Querschnitt der Probenhalterung, die am unteren Ende des Messspießes platziert ist. Die Zeichnung ist annähernd maßstabsgetreu.

Der ganze Aufbau wird durch eine Hülse aus Messing-Blech abgeschirmt. Die Abschirmung ist besonders bei Messungen mit dem p -Ge-Laser notwendig, um eine elektromagnetische Kopplung zwischen den elektrischen Leitungen in der Nähe des Lasers und den elektrischen Leitungen in der Nähe der QH-Probe zu vermeiden.

Es werden zwei verschiedene Wellenleiter-Typen verwendet: mit und ohne konischen Abschluss. Der konische Abschluss kann die THz-Strahlung besser auf kleine Probenstrukturen bündeln. In Abbildung 3.9 ist der konische Abschluss des Wellenleiters gezeigt.

3.3 Elektrischer Aufbau

3.3.1 Schaltungen für Transport- und optische Messungen

Um grundlegende Eigenschaften der Proben wie Ladungsträgerkonzentration, Beweglichkeit sowie das Auftreten des QH-Effektes zu bestimmen, werden Messungen des spezifischen Widerstandes beziehungsweise der spezifischen Leitfähigkeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld durchgeführt.

Transport an Hall-Bar- und Mäander-Proben

Im Fall von Hall-Bar- und Mäander-Geometrien wird ein Strom I_{SD} vom Source-Kontakt zum Drain-Kontakt geschickt und eine Spannung V_x zwischen den Potentialkontakten gemessen. Der elektrische Aufbau ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Der Strom I_{SD} im μA -Bereich wird von einer Konstantstromquelle durch

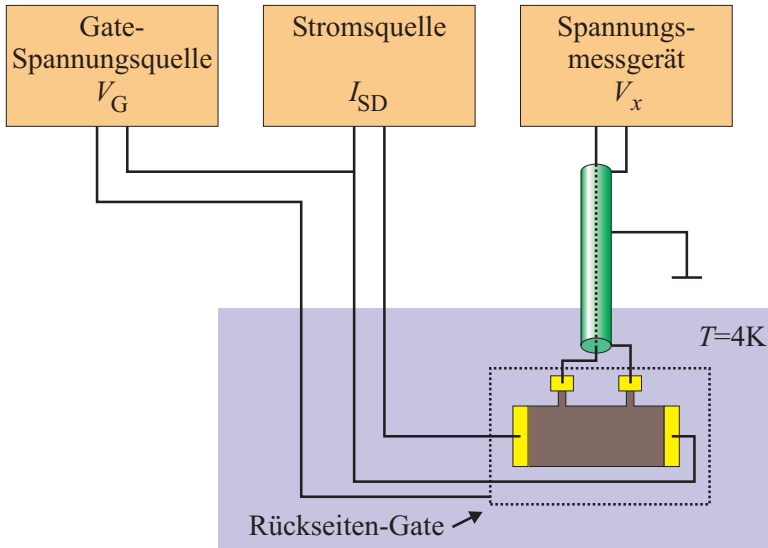


Abbildung 3.10: Elektrischer Aufbau für Hall-Bar- und Mäander-Proben. Der Strom I_{SD} wird durch die Probe geschickt, und der Spannungsabfall V_x wird gemessen. Bei einigen Messungen wird durch eine zusätzliche Spannungsquelle die Gate-Spannung V_G zwischen 2DEG und Rückseiten-Gate gelegt. Das Signal wird durch eine Koaxialleitung übertragen. Für Transportmessungen wird ein Spannungsmessgerät (V_x) verwendet. Für Messungen des Photosignals mit dem Laser wird stattdessen ein Oszilloskop und für Messungen mit dem Globalar wird stattdessen ein Lock-in-Verstärker verwendet.

die Probe geschickt. Die zwischen den Potentialkontakten abgegriffene Spannung V_x wird mit einem Spannungsmessgerät gemessen. Wie im Abschnitt 1.3.2 dargestellt, ergibt sich daraus der spezifische Längswiderstand $\rho_{xx} = (V_x/I_{SD}) \cdot (w/l)$, wenn w die Breite und l der Abstand zwischen zwei Potentialkontakten sind. Bei einigen Proben in Hall-Bar-Geometrie wird zusätzlich die Spannung V_y zwischen gegenüberliegenden Potentialkontakten gemessen, um den spezifischen Hall-Widerstand $\rho_{xy} = V_y/I_{SD}$ zu ermitteln (nicht eingezeichnet in Abbildung 3.10).

Die Messgeräte werden mit einem Computer ausgelesen. Sie sind durch einen IEEE-488-Bus mit dem Computer verbunden und werden durch Mess-Programme angesprochen. Es handelt sich um nicht-kommerzielle LabVIEW-Programme, die teilweise von mir angepasst wurden (siehe [Labb, Laba] für weitere Informationen zur Programmierumgebung LabVIEW). Für Magnetotransport-Messungen wird V_x und das Magnetfeld B , das sich aus dem Spulenstrom ergibt, vom Programm erfasst und abgespeichert. Eine Liste der verwendeten Mess- und Versorgungsgeräte findet sich im Anhang A.5.

Variation der Ladungsträgerkonzentration mittels Rückseiten-Gate

Die QH-Probe ist im Chip-Träger auf eine metallische Schicht geklebt. Diese Schicht wird als Rückseiten-Gate⁹ genutzt. Durch das Anlegen einer Spannung V_G zwischen dem 2DEG und dem Gate kann ein elektrisches Feld aufgebaut werden, um die Ladungsträgerkonzentration n_s der Probe einzustellen. Wenn man das System näherungsweise als Plattenkondensator betrachtet, gilt für die Kapazität

$$C = \frac{Q}{V_G} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} \quad (3.1)$$

mit der Ladung Q , der Fläche A , der Dicke d , der elektrischen Feldkonstante ε_0 und der relativen Permittivität ε_r . Daraus folgt

$$Q = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{A}{d} V_G \quad (3.2)$$

und für die Ladungsträgerkonzentration

$$n_s = \frac{Q}{Ae} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{V_G}{de} \quad , \quad (3.3)$$

wenn e die Elementarladung ist. Daraus folgt schließlich

$$\frac{dn_s}{dV_G} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{1}{de} \quad . \quad (3.4)$$

Für den Wafer #8788 ergibt sich damit zum Beispiel

$$\frac{dn_s}{dV_G} = 1.3 \cdot 10^{12} \frac{1}{\text{Vm}^2} \quad , \quad (3.5)$$

wenn man eine Dicke des isolierenden Substrats $d = 0.5 \text{ mm}$ und $\varepsilon_r = \varepsilon_r(\text{Substrat}) = \varepsilon_r(\text{GaAs}) = 12$ (nach [See04]) annimmt. Dieser Wert stimmt mit im Rahmen der Fehlergrenzen gut Messungen überein (siehe Abbildung 4.5 in Abschnitt 4.1). Im Experiment werden Gate-Spannungen im Bereich von rund -500 bis 500 V angelegt.

Diese relativ hohen Gate-Spannungen könnte man freilich vermeiden, wenn man die Gate-Elektrode näher an das 2DEG brächte, beispielsweise als Vorderseiten-Gate. Dies wurde zum Beispiel von Ensslin realisiert [Ens89]. Dabei wurde eine 5 nm dicke NiCr-Schicht auf den Chip gedampft. Doch die Herstellung von Front-Gates ist technisch relativ aufwendig [Ens89]. Ein dabei auftretendes Problem sind Leckströme zwischen Gate-Elektrode und 2DEG. Außerdem muss die Gate-Elektrode dünn genug sein, um die THz-Strahlung nicht zu sehr zu dämpfen, und dick genug sein, um ein gleichmäßiges elektrisches Feld aufzubauen. Rückseiten-Gates sind im Vergleich dazu sehr viel einfacher zu realisieren und werden deshalb innerhalb der vorliegenden Arbeit verwendet.

⁹englisch für Tor, Gatter

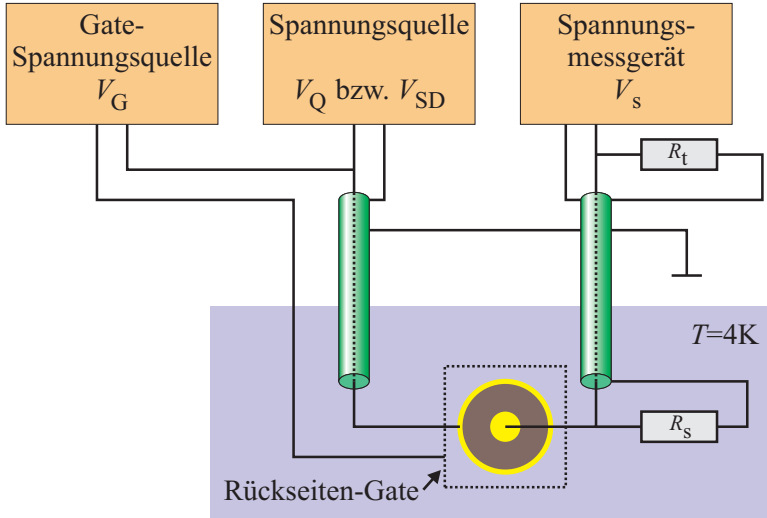


Abbildung 3.11: Elektrischer Aufbau für Corbino-Proben. Die Spannung V_{SD} wird an die Probe gelegt und der Probenstrom als Spannungsabfall V_s gemessen. Wie bei Hall-Bar-Proben wird bei einigen Messungen durch eine zusätzliche Spannungsquelle die Gate-Spannung V_G zwischen 2DEG und Rückseiten-Gate gelegt. Das Signal wird durch die rechte Koaxialleitung übertragen. Bei nicht zeitaufgelösten Messungen wird R_t nicht verwendet. Bei zeitaufgelösten Messungen wird diese Koaxialleitung durch R_t und R_s terminiert. Wie bei Hall-Bar-Proben wird für Transportmessungen ein Spannungsmessgerät V_s verwendet. Für Messungen des Photosignals mit dem Laser wird stattdessen ein Oszilloskop und für Messungen mit dem Globar wird stattdessen ein Lock-in-Verstärker verwendet.

Transport an Corbino-Proben

Im Fall von Corbino-Geometrien wird eine Spannung an die Probe angelegt und der Probenstrom I_{SD} gemessen. Der elektrische Aufbau ist in Abbildung 3.11 dargestellt. Die Strommessung erfolgt durch die Messung des Spannungsabfalls V_s über dem in Serie geschalteten Ohm'schen Widerstand R_s . Dies ist eine serielle Schaltung, bei der sich die Spannung der Spannungsquelle V_Q aufteilt, sodass an der Corbino-Probe die Teilspannung V_{Co} und am Widerstand die Teilspannung $V_s = I_{SD}R_s$ abfällt. Für den Widerstand der Corbino-Probe gilt damit

$$R_{Co} = \frac{V_{Co}}{I_{SD}} = \frac{V_Q - V_s}{I_{SD}} = \frac{R_s(V_Q - V_s)}{V_s} \quad (3.6)$$

Die spezifische Leitfähigkeit ergibt sich zu

$$\sigma_{xx} = \frac{1}{R_{Co}} \frac{\ln(r_a/r_i)}{2\pi} \quad (3.7)$$

wenn r_i und r_a der innere und äußere Radius der Corbino-Probe sind.

Der hier interessierende Fall ist, wenn der Füllfaktor des Systems ganzzahlig ist oder nur wenig von ganzzahligen Werten abweicht. In diesem Fall fällt nahezu die vollständige angelegte Spannung an der Probe ab. Es gilt $V_{Co} \gg V_s$ und $V_{Co} \approx V_Q$. Deshalb wird im Folgenden nicht zwischen V_{Co} und V_Q unterschieden und für beide Größen die Bezeichnung V_{SD} verwendet.

Auch im Fall von Corbino-Proben kann durch Anlegen einer Gate-Spannung die Ladungsträgerkonzentration variiert werden.

Bei Messungen des Photosignals wird der gleiche elektrische Aufbau verwendet. Das Photosignal entspricht der Differenz zwischen mit Beleuchtung gemessenen Leitfähigkeit und der ohne Beleuchtung gemessenen Leitfähigkeit:

- Hall-Bar- und Mäander-Proben: Photosignal entspricht ΔV_x
- Corbino-Proben: Photosignal entspricht $\Delta I_{SD} \propto \Delta V_s$.

Photosignal-Messungen mit dem Laser

Der p -Ge-Laser arbeitet im Impulsbetrieb (siehe dazu auch Abschnitt 3.3.2). Das Verhältnis zwischen Impuls und Pause ist etwa $1:10^6$. Deshalb ist es nicht möglich, das Photosignal mit einem gewöhnlichen Spannungsmessgerät zu erfassen. Stattdessen wird ein Oszilloskop verwendet. So kann auch das Photosignal zeitaufgelöst gemessen werden. Es werden mehrere (typischerweise 16) Impulse vom Oszilloskop aufgenommen und gemittelt, um eine bessere Qualität zu erreichen. Eine koaxiale Leitung wird verwendet, um das zeitaufgelöste Signal zum Oszilloskop zu übertragen. Wenn die Leitung an beiden Enden mit Ohm'schen Widerständen von $50\ \Omega$ (dies entspricht dem Wellenwiderstand der Leitung) abgeschlossen ist (wie in Abbildung 3.11 zu sehen), wird das Signal optimal und ohne Reflexionen übertragen [Nüh02, Hir03].

Die kürzeste Zeitskala, die mit einer elektrischen Leitung übertragen werden kann, ist bestimmt durch die Zeit $\tau_L = R_L C$, wenn R_L der Widerstand und C die Kapazität zwischen den einzelnen Adern ist (also zwischen Innen-Pol und Mantel-Pol bei einer Koaxialleitung). Die hier betrachtete Koaxialleitung hat eine Länge von rund 2.5 m und eine spezifische Kapazität von rund $100\ \text{pF/m}$. Bei Terminierung mit zwei $50\ \Omega$ Widerständen und einem vernachlässigbaren inneren Widerstand der Leitung ergibt sich $R_L = 25\ \Omega$ und somit $\tau_L \approx 6\ \text{ns}$.

Im Fall von Corbino-Proben sind die Abschluss-Widerstände gleichzeitig als der serielle Widerstand, an dem die Spannung V_s abfällt, anzusehen ($R_s = R_L$). Bei einer richtig terminierten Leitung ist also der serielle Widerstand $R_s = 25\ \Omega$. Dieser relativ geringe Wert hat auch ein geringe (aber auswertbare) Spannung V_s zur Folge. Bei nicht zeitaufgelösten Messungen wird auf die korrekte Terminierung verzichtet und mit größeren Werten von R_s gearbeitet, zum Beispiel $R_s = 0.5\ \text{k}\Omega$. So wird ein besseres Signal-Störsignal-Verhältnis erreicht.

Im Fall von Hall- und Mäander-Geometrien zeigt sich, dass eine korrekte Terminierung der Signalleitung zu sehr kleinen (kaum mehr auflösbaren) Signalen führt. Hier wird mit nicht terminierter Leitung gearbeitet (siehe Abbildung 3.10). Als R_L wird dabei die Quellimpedanz zwischen den Potentialkontakten wirksam. Im hier interessierenden Fall, wenn das System im QH-Zustand ist, ergibt sich $R_L = \rho_{xy}$ (beim Füllfaktor $\nu = 2$ gilt $\rho_{xy} = 12.9 \text{ k}\Omega$). Damit ergibt sich die kürzeste Zeit, die mit der Leitung erfasst werden kann, zu $\tau_L \approx 3 \mu\text{s}$.

Photosignal-Messungen mit Globar und Lock-in-Technik

Bei Messungen des Photosignals mit dem Globar wird die Lock-in-Technik benutzt. Die Strahlung des Globars wird durch einen Chopper moduliert. Der Modulationstakt wird als Referenzsignal zusammen mit dem Signal V_s dem Lock-in-Verstärker zugeführt. Dieser verstärkt nur Teile des Signals, die in Phase mit dem Referenzsignal sind. Dadurch wird sichergestellt, dass eventuelle Leitfähigkeitsänderungen der Probe, die nicht photoinduziert sind, eliminiert werden. Somit wird durch Lock-in-Technik ein besseres Signal-Störsignal-Verhältnis erreicht [Joh03, Loc].

In dieser Arbeit werden Modulationsfrequenzen zwischen 20 und 100 Hz verwendet. Frequenzen von 50 Hz und ganzzahlige Vielfache von 25 Hz werden nicht verwendet, um Interferenzen mit der Netzfrequenz (=50 Hz) zu vermeiden.

3.3.2 Hochspannungs-Impulsquelle

Wie im Abschnitt 2.4 erwähnt, sind zum Betrieb des p -Ge-Lasers ein magnetisches Feld B_L und ein dazu senkrechtes elektrisches Feld F_L notwendig. Dabei sind Feldstärken von $B_L \approx 3$ bis $\approx 4 \text{ T}$ und $F_L \approx 200$ bis $\approx 400 \text{ kV/m}$ erforderlich. Das Magnetfeld wird durch eine supraleitende Spule erzeugt (siehe Abschnitt 3.2.2). Das elektrische Feld wird durch eine Spannung V_L , die an den Elektroden des Kristalls angelegt wird, erzeugt. Es ist eine Spannung von rund 1 bis 2 kV erforderlich und es fließt ein Strom von rund 15 bis 20 A. Daraus ergibt sich eine elektrische Leistung von rund 15 bis 40 kW, was bei Dauerbetrieb zu einer Zerstörung des Kristalls wegen Überhitzung führen würde (nahezu die ganze elektrische Leistung wird in Wärme umgewandelt). Deshalb wird der Laser im Impulsbetrieb mit einer Spannungsamplitude V_L betrieben. Die Impulsdauer ist rund $1 \mu\text{s}$ bei einer Wiederholrate von 1 Hz. An die Impulsquelle werden besondere Anforderungen gestellt. Sie muss die hohen elektrischen Spannungen und Ströme liefern und für zeitaufgelöste Messungen möglichst schnelle Schaltzeiten (steile An- und Abschaltflanken) bieten.

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Impulsquellen verwendet. Eine vorhandene Thyristor-basierte Impulsquelle und eine von mir aufgebaute Feldeffekttransistor-basierte (FET-basierte) Impulsquelle.

Die Thyristor-Impulsquelle

Den Schaltplan der Thyristor-Pulsquelle zeigen die Abbildungen 3.12 und 3.13. Das Hochspannungsnetzteil liefert eine regelbare Gleichspannung im Bereich von 0 bis rund 4kV. Das Potentiometer (Pot) dient als Spannungsteiler der Netzspannung (230V) und somit dem Regeln der Spannung, die in den Transformator (Trafo) eingespeist wird. Der Transformator erhöht die Spannung im Verhältnis 1800:230. Nachgeschaltet ist eine Kaskade bestehend aus den Kondensatoren C_1 und C_2 und den Dioden D_1 und D_2 . Dadurch wird die Spannung weiter erhöht und gleichgerichtet.

Die Abbildung 3.13 zeigt den Hauptteil der Thyristor-Impulsquelle. Über den Widerstand R_1 werden die Kondensatoren C_1 und C_2 aufgeladen. Sie haben die Kapazität $C_1 = C_2 = 0.15 \mu\text{F}$. Die beiden Widerstände parallel zu C_1 und C_2 gewährleisten eine gleichmäßige Aufteilung der Spannung auf die beiden Kondensatoren. Wenn die Thyristoren (Thyr1) bis (Thyr3) durchschalten, werden die Kondensatoren über den Laser, der am Kontakt (K1) angeschlossen ist, entladen. Die drei Widerstände parallel zu den Thyristoren gewährleisten eine gleichmäßige Aufteilung der Spannung auf die Thyristoren. Die Thyristoren werden von einem Impulsgeber angesteuert. Der Impulsgeber ist wie die gesamte Schaltung ein Eigenbau unserer Arbeitsgruppe.

Die FET-Impulsquelle

Ich habe die FET-Impulsquelle nach einem Vorbild aus der Arbeitsgruppe von Dr. Hübers aufgebaut¹⁰. Die Abbildung 3.14 zeigt den Schaltplan der FET-Impulsquelle. Die FET-Impulsquelle wird auch mit einem Hochspannungsnetzteil versorgt, das dem Schaltplan 3.12 entspricht.

Das Herzstück der Schaltung ist das Behlke HTS61-40 FET-Modul¹¹. Das Modul ist aus vielen einzelnen Metall-Oxid-Halbleiter-FET-Elementen aufgebaut, die parallel und seriell geschaltet sind. Weiterhin ist im Modul ein spezieller Schaltkreis enthalten, der die individuellen FET-Elemente synchron steuert. Dies garantiert, zusammen mit der Niederimpedanz-Verschaltung, sehr schnelle Schaltzeiten des Moduls [Behc, Behb].

¹⁰Deutsches Zentrum für Luft und Raumfahrt (DLR), Institut für Planetenforschung, Abteilung FIR-Technologie, Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin, Deutschland.

¹¹Behlke Electronic GmbH, Am Auernberg 4, 61476 Kronberg, Deutschland. Für weitere Informationen zum FET-Modul und zum Hersteller siehe [Beha, Behb].

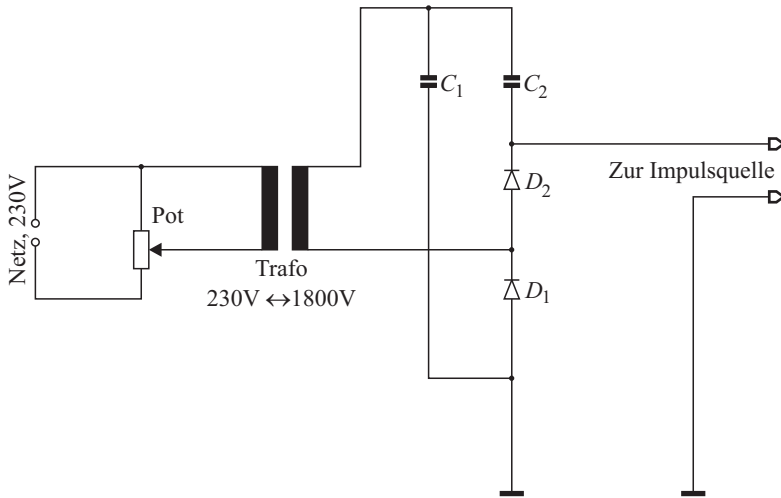


Abbildung 3.12: Schaltbild des Hochspannungsnetzteils für die Impulsquellen. Das Netzteil erzeugt eine regelbare Gleichspannung, die der Impulsquelle zugeführt wird.

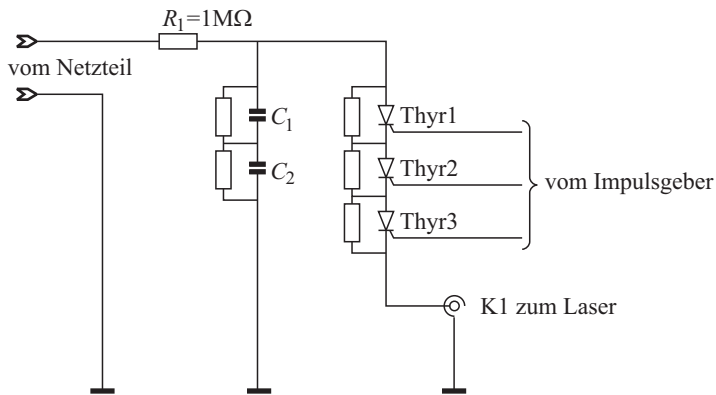


Abbildung 3.13: Schaltbild der Thyristor-Impulsquelle zur Versorgung des *p*-GeLasers.

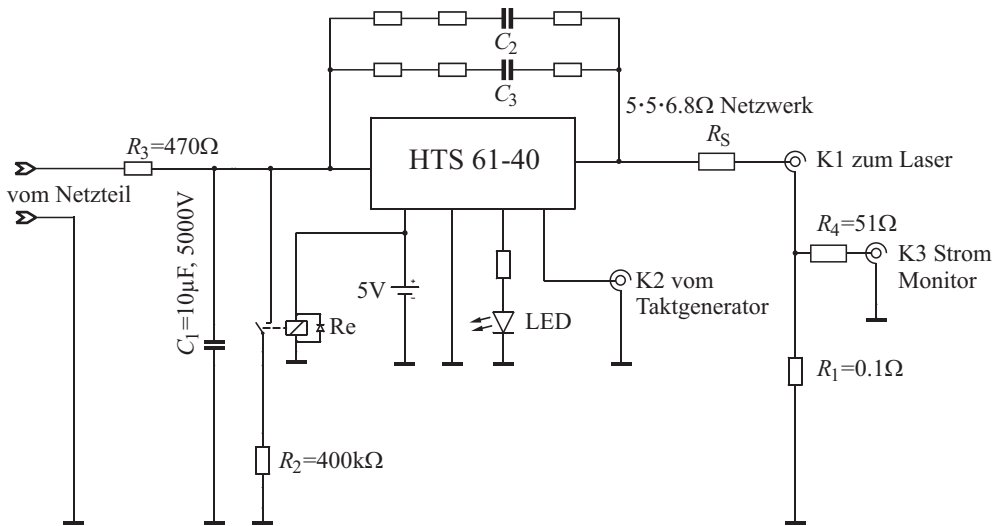


Abbildung 3.14: Schaltbild der FET-Impulsquelle zur Versorgung des p -Ge-Lasers mit FET-Modul HTS61-40 des Herstellers Behlke.

Der Kondensator C_1 , der über den Widerstand R_3 geladen wird, dient als Speicher der Energie. Wenn das FET-Modul durchschaltet, wird C_1 über den Laser, der am Kontakt (K1) angeschlossen ist, entladen. Dabei begrenzt das Widerstands-Netzwerk R_s zusammen mit dem Laser den Strom und dämpft unerwünschte reflektierte Signalanteile. R_s besteht aus fünf mal fünf Einzelwiderständen zu je $6.8\ \Omega$; je fünf sind zu Gruppen hintereinander geschaltet und die fünf Gruppen sind parallel geschaltet; es ergibt sich $R_s=6.8\ \Omega$. (Man verwendet dieses Netzwerk anstelle eines Einzelwiderstandes, um eine höhere Leistung umsetzen zu können.)

Der Laser-Strom fließt durch den Widerstand R_1 und der entsprechende Spannungsabfall kann am Kontakt (K3) gemessen werden. Am Kontakt (K2) wird der Impulsgenerator (Hewlett-Packard 3052) angeschlossen, der Rechteck-Impulse mit einer Amplitude von $5\ \text{V}$ liefert. Die Impulsdauer t_p und Wiederholrate $1/T$ können eingestellt werden. Die kürzeste Impulsdauer ist $0.3\ \mu\text{s}$ (begrenzt durch das FET-Modul); die maximale Impulsdauer und Wiederholrate dürfen nicht zu hoch gewählt werden, um den Laser nicht zu zerstören. In der Regel wird mit $t_p = 1\ \mu\text{s}$ und $1/T = 1\ \text{Hz}$ gearbeitet.

Die Kondensatoren C_2 und C_3 und die benachbarten Widerstände ($C_2 = C_3 = 2.2\ \text{nF}$, Widerstände je $24\ \Omega$, diese Baugruppe wird oftmals Snubber genannt) dienen zum Schutz des FET-Moduls. So hat die koaxiale Zuleitung zum Laser eine Eigeninduktivität, die bei den Schaltvorgängen eine Spannung induziert. Diese gelangt zurück zum FET-Modul, und das Modul könnte zerstört werden, falls die Schutzschaltung fehlte [Behc].

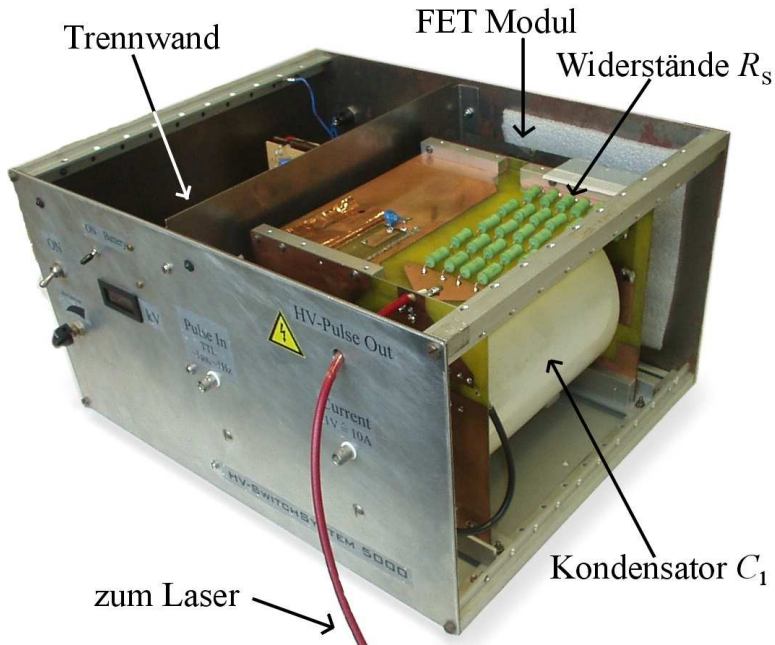


Abbildung 3.15: Foto der FET-Impulsquelle. Das Hochspannungsnetzteil und die eigentliche Impulsquelle befinden sich in dem gleichen Gehäuse. Sie sind durch eine Blechwand getrennt. Die Schaltung der Impulsquelle ist auf drei Platinen aufgebaut, die den großen Kondensator C_1 einschließen. Die Verbindung der Platinen ist durch massive Aluminium-Blöcke realisiert, die mit den Platinen verschraubt sind. Dies ermöglicht eine sehr gute elektrische Verbindung. Ebenso ist das FET-Modul mit einer Platine verschraubt (vom FET-Modul ist auf dem Foto nur ein kleiner Teil zu sehen; es ist von hinten auf die hintere Platine, nahe der Rückwand, montiert).

Wird das ganze Gerät ausgeschaltet, schließt das Relais (Re). Dadurch wird der Kondensator C_1 kontrolliert über den Widerstand R_2 entladen. Diese Automatik wurde aus Sicherheitsgründen eingebaut, damit C_1 nicht unter Hochspannung verbleibt.

Um die hohe Leistung schnell und sauber ein- und auszuschalten, sind einige Besonderheiten beim Aufbau der Schaltung zu beachten: Die geometrische Anordnung der Elemente hat direkten Einfluss auf die Funktion der Schaltung. Deshalb werden die Platinen-Layouts und der geometrische Aufbau des DLR-Vorbildes (vergleiche Fußnote 10 auf Seite 63) übernommen. Außerdem dürfen nur geeignete Bauteile verwendet werden. Es ist zum Beispiel bei allen Widerständen darauf zu achten, dass es Kohle-Widerstände ohne nennenswerte Eigeninduktivität sind.

Um Störungen durch elektromagnetisches Übersprechen zwischen dem Laser- und Empfänger-Stromkreis zu vermeiden, wird der Laser-Stromkreis sorgfältig

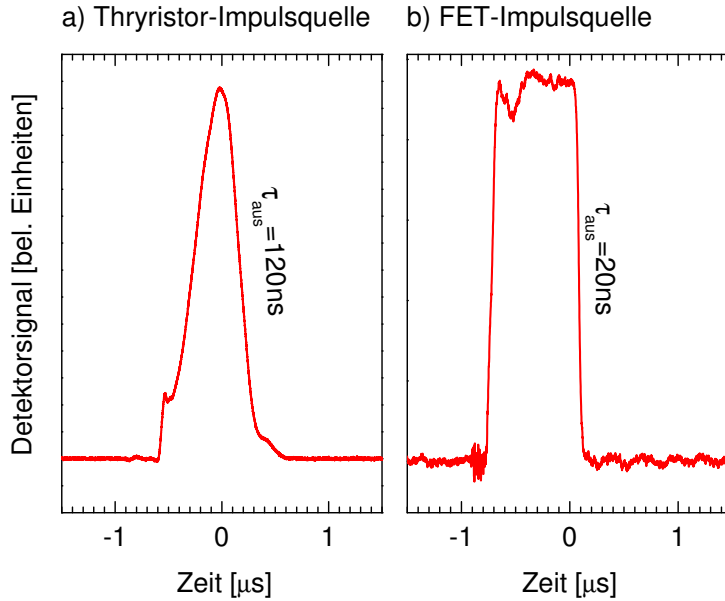


Abbildung 3.16: Vergleich zwischen den beiden Impulsquellen. Der p -Ge-Laser wird mit der Thyristor- beziehungsweise FET-Impulsquelle betrieben. Als Detektor dient ein p -Ge Kristall (vergleiche Abschnitt 2.2). Für die FET-Impulsquelle ergeben sich deutlich schnellere Schaltflanken. Die charakteristischen Ausschaltzeiten sind jeweils angegeben.

abgeschirmt. Die Impulsquelle steckt in einem Eisen-Gehäuse, um elektrische und magnetische Felder abzuschirmen. Außerdem ist die Koaxialleitung zum Laser, die im Messspieß direkt neben der Empfänger-Leitung verlaufen muss, durch einen Kupfergeflecht-Schlauch zusätzlich abgeschirmt (vergleichbar einer Triaxialleitung). Schließlich ist die QH-Probe durch eine Messing-Hülse abgeschirmt (siehe Abschnitt 3.2.4).

Die Abbildung 3.15 zeigt ein Foto des fertiggestellten Aufbaus der FET-Impulsquelle (Oberteil und rechte Gehäusewand fehlen). Im rechten Teil sind der große Kondensator C_1 und die um ihn angeordneten Platinen zu sehen.

Um die Funktion der FET-Impulsquelle zu testen, wird der p -Ge-Laser daran angeschlossen und die THz-Strahlung mit einem p -Ge Kristall gemessen. Abbildung 3.16b zeigt den Zeitverlauf eines detektierten Laser-Impulses. Es ergeben sich Ein- und Ausschaltzeiten von $\tau_{\text{ein}} \leq 40 \text{ ns}$ und $\tau_{\text{aus}} \leq 20 \text{ ns}$. Die Abbildung 3.16a zeigt den gleichen Test mit der Thyristor-Impulsquelle. Der Vergleich zeigt deutlich die Überlegenheit der FET-Impulsquelle gegenüber der langsamer schaltenden Thyristor-Impulsquelle bezüglich der Flankensteilheit. Für die zeitaufgelösten Messungen der QH-Systeme wird daher die FET-Impulsquelle verwendet.

Kapitel 4

Messungen und Diskussion

4.1 Bestimmung grundlegender Probenparameter

Vor den optischen Messungen werden alle Proben elektrisch charakterisiert. Dazu werden Magnetotransport-Messungen durchgeführt. So können die Ladungsträgerkonzentration n_s und die Beweglichkeit μ bestimmt und das Auftreten des QH-Effektes überprüft werden.

Im Folgenden werden drei Beispiele von Magnetotransport-Messungen vorgestellt: Die Abbildungen 4.1 und 4.2 zeigen Messungen an GaAs/AlGaAs-Proben in Mäander- und Corbino-Geometrie. Die Abbildung 4.3 zeigt eine Messung an einer MCT-Probe in Corbino-Geometrie. Dieses Ergebnis stellt einen besonderen Erfolg dar, weil bisher keine Untersuchungen an MCT-QH-Systemen in Corbino-Geometrie veröffentlicht wurden.

Alle drei Beispiele zeigen SdH-Oszillationen und QH-Plateaus, bei denen ρ_{xx} beziehungsweise σ_{xx} über einen ausgedehnten Magnetfeldbereich verschwindet. Um aus diesen Messungen die Ladungsträgerkonzentration n_s zu bestimmen, wird die inverse Magnetfeldposition der Minima¹ über einer laufenden Nummer aufgetragen (Landau-Auftragung, siehe Abbildung 4.1). Aus der Steigung der sich ergebenden Gerade wird der mittlere Abstand $\Delta_{1/B}$ bezogen auf die $1/B$ -Skala der Minima ermittelt. Die Ladungsträgerkonzentration ergibt sich (vergleiche Abschnitt 1.5) schließlich zu

$$n_s = \frac{e}{h\Delta_{1/B}} \quad . \quad (4.1)$$

Die Resultate für alle Proben sind in der Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Weiterhin werden die Beweglichkeiten bestimmt. Für die Beweglichkeit gilt (vergleiche Abschnitt 1.3.2):

$$\mu = \sigma_{xx}(B=0) \frac{1}{en_s} = \frac{1}{\rho_{xx}(B=0)} \frac{1}{en_s} \quad . \quad (4.2)$$

¹Es wäre auch möglich die Maxima auszuwerten.

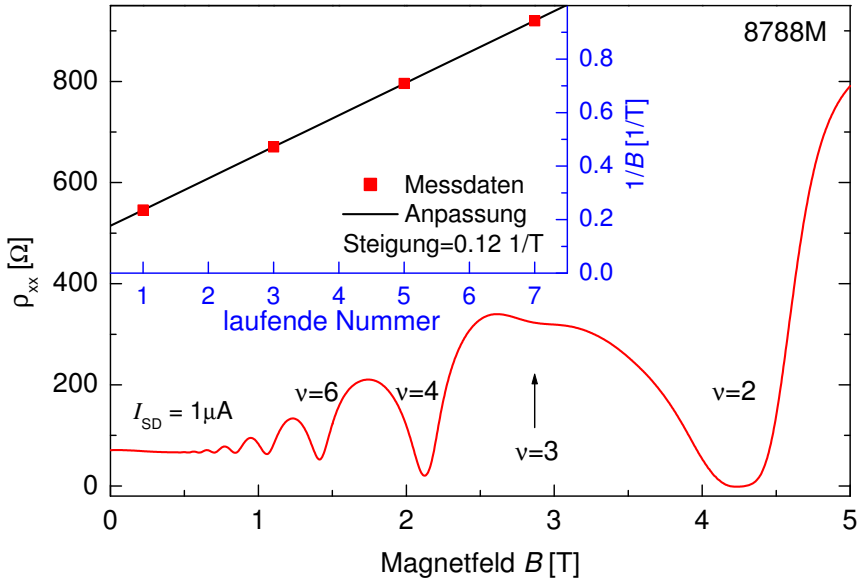


Abbildung 4.1: Magnetotransport: Spezifischer Längswiderstand der Probe 8788M (Mäander-Geometrie) gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Bei $\nu = 2$ ist das System im QH-Zustand (das Plateau ist jedoch nicht deutlich ausgeprägt). Spin-Polarisation tritt bei $\nu = 3$ ansatzweise in Erscheinung, während sie bei kleineren Magnetfeldern nicht aufgelöst werden kann. Das kleine Bild zeigt die Positionen der Magnetotransport-Minima auf einer $1/B$ -Skala (Landau-Auftragung, hier sind nur die Minima mit gradzahligem Füllfaktor berücksichtigt).

Da im Fall von Corbino-Proben nur Zweipolmessungen möglich sind, können die Kontaktwiderstände die Messung von $\sigma_{xx}(B = 0)$ verfälschen². Deshalb werden nur Hall- und Mäander-Geometrien zur Bestimmung der Beweglichkeit benutzt.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist der kritische Strom I_c beziehungsweise die kritische Spannung V_c . Werden diese kritischen Werte überschritten, tritt der Zusammenbruch des QH-Effektes auf. Die Werte I_c beziehungsweise V_c können aus Strom-Spannungs-Kennlinien, die einen Übergang vom QH-Zustand in den dissipativen Zustand zeigen, abgelesen werden. Die Abbildung 4.4 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 8447C bei $\nu = 2$.

Alle Ergebnisse der Charakterisierungsmessungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Es sind jeweils mittlere Werte angegeben. (Die Probenparameter hängen von der Potentiallandschaft des 2DEGs ab. Bei jedem Abkühlzyklus der Probe bilden sich etwas andere Formen der Potentiallandschaft. Deshalb sind die Probenparameter gewissen Schwankungen unterworfen.)

²In der Umgebung von QH-Plateaus kann der Kontaktwiderstand vernachlässigt werden, weil der Probenwiderstand erheblich größer ist ($R_{\text{Probe}} \rightarrow \infty$ im QH-Zustand).

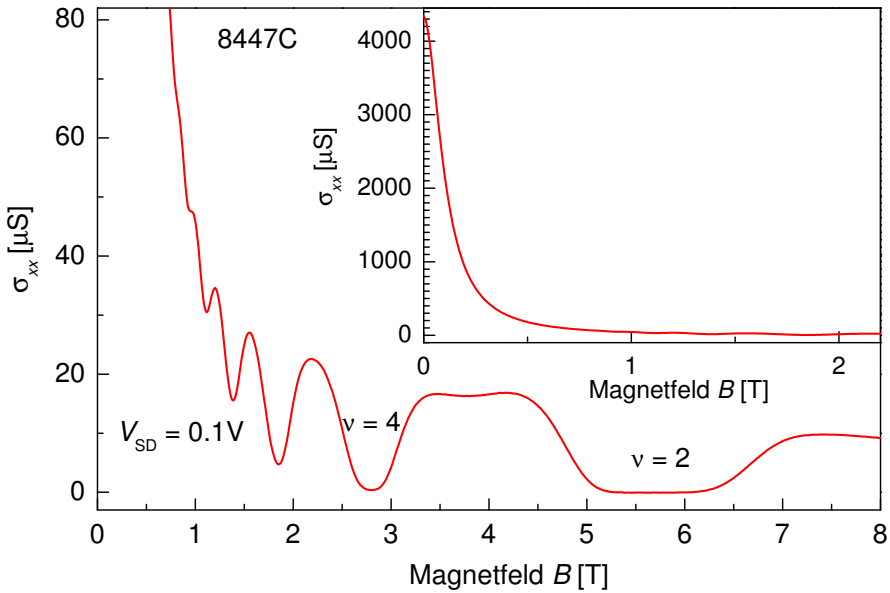


Abbildung 4.2: Magnetotransport: Spezifische Längsleitfähigkeit σ_{xx} der Probe 8447C (Corbino-Geometrie) gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Das kleine Bild zeigt einen Ausschnitt der gleichen Kurve. Wie in klassischen Systemen wird σ_{xx} bei verschwindendem Magnetfeld maximal.

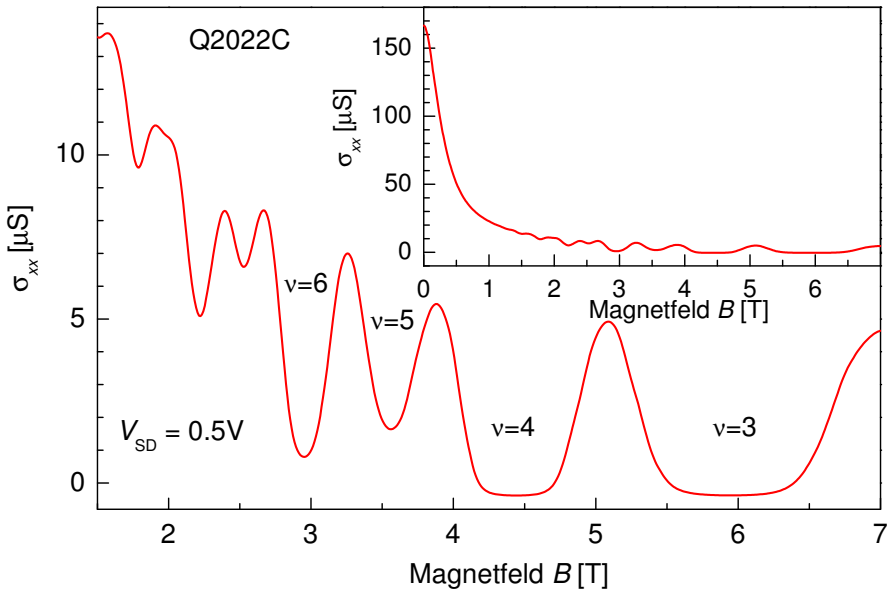


Abbildung 4.3: Magnetotransport wie in Abbildung 4.2, jedoch gemessen an der Probe Q2022C (MCT-System, Corbino-Geometrie).

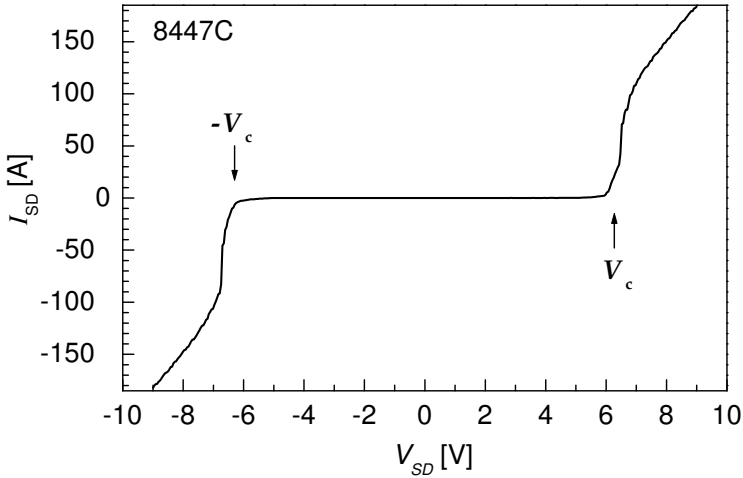


Abbildung 4.4: Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe 8447C bei $\nu = 2$. Bei $|V_{SD}| = V_c$ tritt der Übergang von QH-Zustand zu dissipativen Zustand auf (Zusammenbruch des QH-Effektes).

Probe	Material	n_s [10^{15} m^{-2}]	μ [$\text{m}^2/(\text{V s})$]	I_c bzw. V_c
8447C	GaAs/AlGaAs	2.7	10	6.2 V
8788M	GaAs/AlGaAs	2.0	50	30 μA
8788C	GaAs/AlGaAs	2.0	50	3.9 V
8789M	GaAs/AlGaAs	2.3	80	10 μA
8815C	GaAs/AlGaAs	1.9	150	2.0 V
Q1960H	HgTe/HgCdTe	2.8	10	70 μA
Q2022C	HgTe/HgCdTe	4.4	4.1	2.5 V

Tabelle 4.1: Grundlegende Eigenschaften der Proben. Die Buchstaben H, M beziehungsweise C im Probenamen bedeuten Hall-Bar-, Mäander- beziehungsweise Corbino-Geometrie (vergleiche Abbildung 3.2). Die Ladungsträgerkonzentration n_s ist aus Magnetotransport-Messungen bestimmt. Die Beweglichkeit μ ist aus dem Transport bei $B = 0$ bestimmt; bei Corbino-Proben wurde der Wert von Messungen an anderen Proben des gleichen Wafers übernommen (siehe Text). Der kritische Strom I_c beziehungsweise die kritische Spannung V_c ist jeweils bei $\nu = 2$ gemessen, außer bei der Probe Q2022C, bei der V_c für $\nu = 3$ angegeben ist.

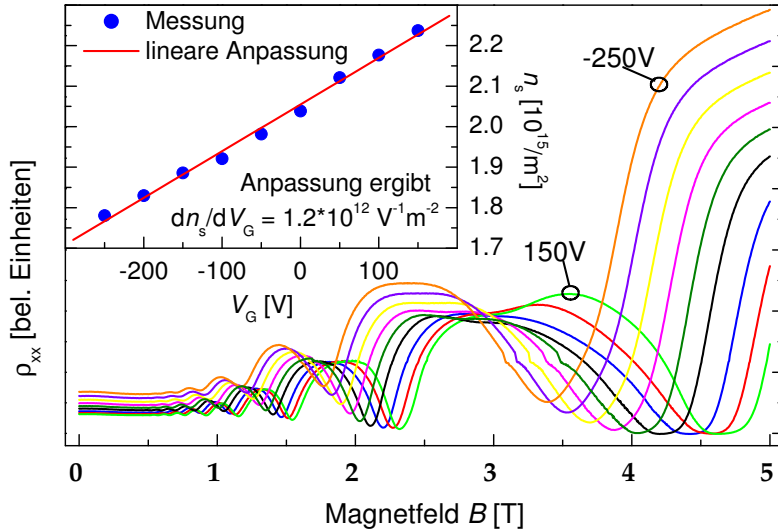


Abbildung 4.5: Transportmessungen der Probe 8788M bei verschiedenen Gate-Spannungen. Die Gate-Spannung wurde im Bereich von -250 V bis 150 V in 50 V-Schritten variiert. Das kleine Bild zeigt die resultierende Änderung der Ladungsträgerkonzentration. Das Ergebnis der linearen Anpassung stimmt gut mit der Rechnung im Abschnitt 3.3.1 überein.

Wie im Abschnitt 3.3.1 beschrieben, kann die Ladungsträgerkonzentration n_s durch das elektrische Feld einer Gate-Elektrode verändert werden. Das Beispiel in Abbildung 4.5 zeigt, dass die Abhängigkeit in guter Näherung linear ist. Um n_s signifikant zu ändern, sind Gate-Spannungen in der Größenordnung von 100 V nötig. Dies ist dadurch bedingt, dass sich die Gate-Elektrode auf der Probenrückseite befindet (das heißt, der Abstand zwischen 2DEG und Gate-Elektrode ist relativ groß).

4.2 Messungen mit dem thermischen Strahler

Der Globar ist ein thermischer Strahler. Er kann als einfache THz-Quelle benutzt werden. Die abgegebene THz Strahlung ist jedoch von geringer Intensität und breitbandig (nicht monochromatisch).

Bei den Messungen wird die Lock-in-Technik und ein Aufbau, wie in den Abschnitten 3.2.3 und 3.3.1 beschreiben, verwendet.

Die Abbildung 4.6 zeigt das Photosignal gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Zum Vergleich ist im unteren Teil der Abbildung eine Magnetotransport-Messung gezeigt. Die Messungen sind an der Probe 8789M bei einer Proben-

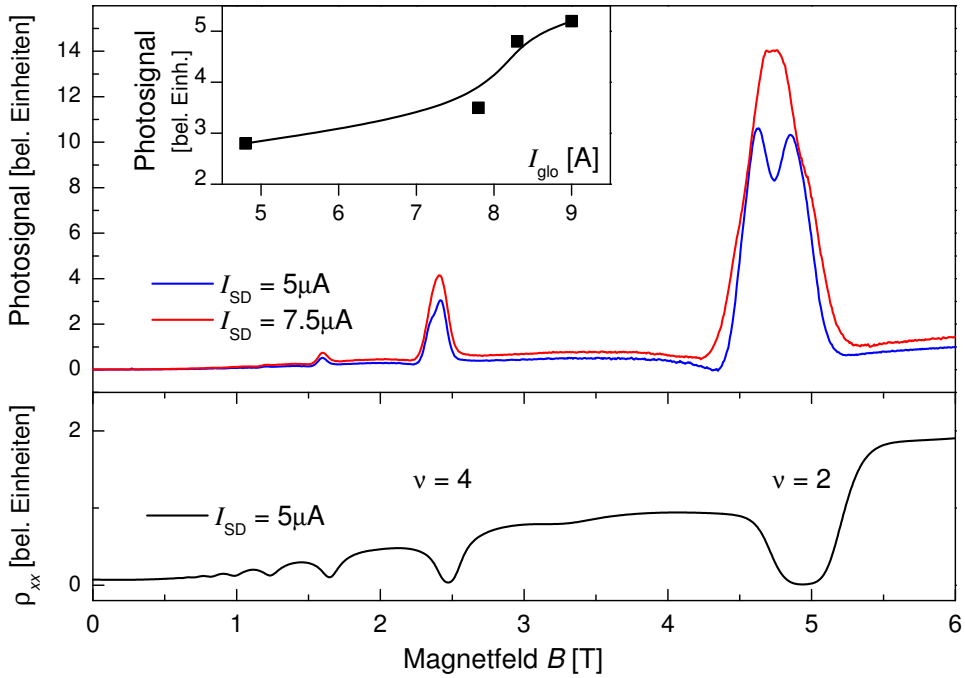


Abbildung 4.6: Längswiderstand (unterer Teil der Abbildung) und Photosignal (oberer Teil der Abbildung) der Probe 8789M gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Als THz-Quelle dient der Globar. Das Photosignal ist für zwei verschiedene Probenströme gezeigt. Das kleine Bild zeigt das Photosignal in Abhängigkeit vom Globarstrom gemessen am rechten Photosignal-Maximum nahe des Füllfaktors $\nu = 2$.

Temperatur von $T = 4$ K durchgeführt (soweit nicht anders angegeben, sind im Folgenden alle Messungen bei $T = 4$ K durchgeführt).

Das Photosignal zeigt deutliche Maxima in der Nähe der Füllfaktoren $\nu = 2, 4$ und 6 . Dies sind die Stellen, an denen die Minima der Transportmessung besonders ausgeprägt sind. Das stärkste Photosignal findet sich in der Nähe von $\nu = 2$, wo sich das System im QH-Zustand befindet.

Bei dem Probenstrom $I_{SD} = 5 \mu\text{A}$ zeigt das Photosignal einen Doppel-Peak, während sich bei $I_{SD} = 7.5 \mu\text{A}$ ein relativ breiter Peak ausbildet. Das linke und rechte Maximum des Doppel-Peaks ist mit den beiden Flanken des QH-Plateaus korreliert. Eine Erhöhung von I_{SD} führt also zu einer Verschmelzung der beiden Einzel-Peaks.

In dem gezeigten Beispiel ist die Übereinstimmung der Position der Photosignal-Maxima mit den SdH-Minima beziehungsweise Plateau-Flanken nicht exakt gegeben. Dies könnte durch persistente Photoleitung (PPL) verursacht sein. Mit PPL wird der Effekt bezeichnet, dass sich durch Lichteinstrahlung (Photonenenergie in Größenordnung der Halbleiter-Bandlücke) die Ladungsträgerkonzen-

tration ändert und auch nach der Abschaltung der Beleuchtung nicht oder nur sehr langsam auf den Ursprungswert relaxiert. Es sind positive (Erhöhung der Ladungsträgerkonzentration [See04, Lan79]) und negative (Verringerung der Ladungsträgerkonzentration [Che92]) PPL bekannt. In der hier vorgestellten Messung wurde zwar ein Filter verwendet, um kurzweilige Anteile der Globalstrahlung zu unterdrücken (um eben Effekte wie PPL zu unterdrücken), doch das Filter kann die ungewünschten Anteile nicht vollständig unterdrücken (siehe Anhang A.4). Somit wäre negative PPL möglich, die die Verschiebung der Photosignal-Kurven zu kleineren Magnetfeldern erklären könnte. Negative PPL wird durch Einfang und Rekombination der Elektronen des 2DEG durch photoangeregte Löcher erklärt [Che92]. Insgesamt spielt PPL bei den hier gezeigten Messungen am GaAs/AlGaAs-System jedoch eine geringe Rolle. Anders ist es im Fall von HgTe/HgCdTe-Heterostrukturen. Diese haben eine sehr geringe Halbleiter-Bandlücke. Deshalb sind PPL-Effekte bei den durchgeführten Globalmessungen von großem Einfluss. Im Abschnitt 4.6.1 werden die PPL-Effekte an HgTe/HgCdTe-Heterostrukturen genauer diskutiert.

Das kleine Bild in Abbildung 4.6 zeigt das Photosignal in Abhängigkeit vom Globalstrom I_{glo} . Wie zu erwarten, ergibt sich ein deutlicher Anstieg, weil mit Erhöhung von I_{glo} die Temperatur des Globals und somit die Intensität der Emission steigt.

Das Zustandekommen des Photosignals wird als Heizeffekt der THz-Strahlung gedeutet. Man spricht dabei vom bolometrischen Effekt (vergleiche Abschnitt 1.8.2). In der Abbildung 4.7 sind zwei Magnetotransportkurven, die bei verschiedenen Temperaturen gemessen sind, und deren Differenz abgebildet. Die Differenz-Kurve zeigt wie das Photosignal (Abbildung 4.6) Maxima an den Positionen, an denen Magnetotransportkurve Minima aufweist. Da das QH-Plateau bei Temperaturerhöhung bezüglich seiner Breite schrumpft, ergibt sich für die Differenz-Kurve eine Doppel-Peak-Struktur.

Der bolometrische Effekt spielt bei allen in dieser Arbeit durchgeführten Photosignal-Messungen eine wichtige Rolle. Im Folgenden werden Messungen mit monochromatischer THz-Strahlung diskutiert, die eine genauere Analyse der Photoleitungs-Mechanismen erlauben. Eine Diskussion der Mechanismen und ein Vergleich mit numerischen Rechnungen erfolgen im Abschnitt 4.4.

4.3 Messungen zur spektralen Auflösung

In diesem Abschnitt werden detaillierte Messungen des Photosignals als Funktion des Magnetfeldes vorgestellt. Als THz-Quelle wird der p -Ge-Laser verwendet, dessen Energie E_{ph} (Photonenenergie) eingestellt werden kann. Als weiterer

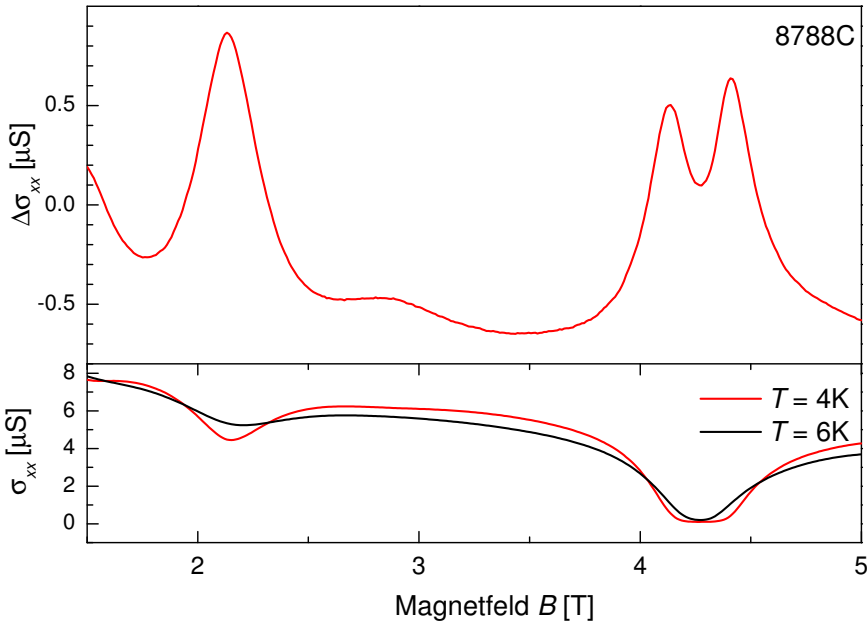


Abbildung 4.7: Unterer Teil: Längsleitfähigkeit gemessen bei zwei verschiedenen Temperaturen als Funktion des Magnetfeldes. Oberer Teil: Differenz der Kurven im unteren Teil.

wichtiger Parameter kann die Ladungsträgerkonzentration der QH-Probe per Gate-Spannung variiert werden. Die Einflüsse von E_{ph} und n_s auf das Photosignal werden diskutiert.

4.3.1 Mäander-Geometrie

Im Folgenden werden Untersuchungen an der Probe 8788M vorgestellt. Die Probe ist mäanderförmig strukturiert und ist charakterisiert durch eine Beweglichkeit von $\mu = 50 \frac{\text{m}^2}{\text{Vs}}$.

Die Abbildung 4.8 zeigt Magnetotransport und Photosignal gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Dies ist für drei verschiedene Probenströme I_{SD} dargestellt. Die einzelnen Kurven sind bei mehreren verschiedenen Ladungsträgerkonzentrationen n_s gemessen. Die Variation von n_s erfolgt durch Anlegen einer Gate-Spannung V_{gate} .

Alle Photosignal-Kurven zeigen Maxima an den Stellen, an denen der Längswiderstand Minima aufweist. Demnach ist das Photosignal von dem schon erwähnten bolometrischen Effekt geprägt. Bei bestimmten Kurven fällt ein zusätzlicher Peak auf (man betrachte zum Beispiel die Kurve bei $I_{\text{SD}} = 34 \mu\text{A}$ und $V_{\text{gate}} = 0\text{V}$). Dieser Peak liegt an der Stelle, an der die Zyklotronenergie

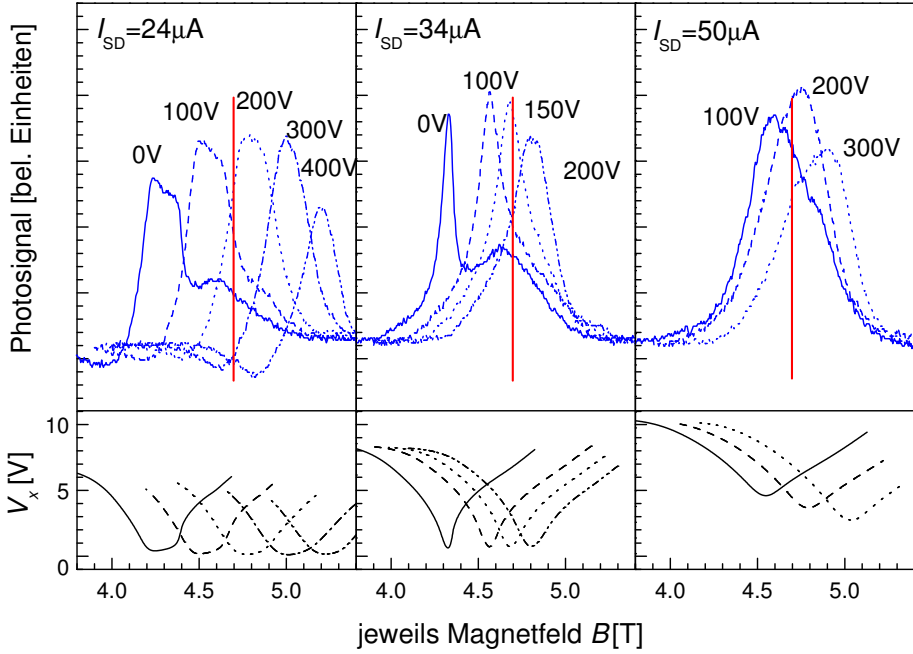


Abbildung 4.8: Längswiderstand (unterer Teil der Abbildung) und Photosignal (oberer Teil der Abbildung) der Probe 8788M gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Es ist der Magnetfeldbereich um den Füllfaktor $\nu = 2$ dargestellt. Dies ist für drei verschiedene Probenströme I_{SD} und jeweils verschiedene Gate-Spannungen (Spannungen an den Kurven notiert) gezeigt. Als THz-Quelle dient der p -Ge-Laser; die Photonenenergie ist fest auf $E_{ph} = 8.16$ meV eingestellt. Die Position der Zyklotronresonanz ist jeweils durch eine horizontale Linie (rot) markiert.

$E_c = \hbar\omega_c$ (die proportional zum Magnetfeld B ist) gleich der Photonenenergie ist:

$$E_{ph} \stackrel{!}{=} E_c = \hbar eB/m_c \quad (4.3)$$

Das Photosignal ist besonders groß, weil die Elektronen genau von einem Landau-Niveau in das nächsthöhere Niveau angeregt werden können. Man spricht von Zyklotronresonanz (ZR, vergleiche Abschnitt 1.8.1).

Durch Einstellung der entsprechenden Gate-Spannung ist eine Überlagerung des bolometrischen und des ZR-Effektes möglich. Dazu wird das QH-Plateau beziehungsweise SdH-Minimum auf die Position der ZR verschoben. Die Überlagerung ergibt ein besonders großes Photosignal (man betrachte zum Beispiel $I_{SD} = 24 \mu A$, $V_{gate} = 200$ V oder $I_{SD} = 50 \mu A$, $V_{gate} = 200$ V in Abbildung 4.8).

4.3.2 Corbino-Geometrie

Die Überlegungen zum Einfluss des bolometrischen und des ZR-Effektes sollen in diesem Abschnitt anhand von Messungen an Proben in Corbino-Geometrie vertieft werden.

Wie die Abbildung 4.9 zeigt, lässt sich auch bei Proben in Corbino-Geometrie in der Nähe des QH-Plateaus (Füllfaktor $\nu = 2$) ein starkes Photosignal beobachten (Probe 8447C, geringe Beweglichkeit, siehe Tabelle 4.1). Die Peaks des Photosignals sind deutlich an die QH-Plateaus beziehungsweise an deren Flanken gekoppelt. Hingegen sind einzelne ZR-Peaks nicht (klar) erkennbar (mit einzeln ist gemeint, dass der Peak an der Position der ZR auftritt, obwohl der Magnetotransport bei diesem Magnetfeld kein Minimum aufweist, das mit dem Peak korreliert ist). Eine Überlagerung des bolometrischen und des ZR-Effektes ist jedoch gut zu erkennen. Der Effekt der Überlagerung ist bei $V_{SD} = 3\text{ V}$ am deutlichsten ausgeprägt: An der Magnetfeld-Position, wo ZR und Plateau-Flanke zusammen treffen, ergibt sich das absolut höchste Photosignal. Bei $V_{SD} = 7\text{ V}$ kann der QH-Zustand bei fast allen Gate-Spannungen nicht erreicht werden. Nur bei der höchsten positiven Gate-Spannung ergibt sich ein QH-Plateau bei $B \approx 6\text{ T}$. Die entsprechende Photosignal-Kurve zeigt deshalb ein relativ starkes Maximum.

Der Einfluss der ZR lässt sich in Abbildung 4.10 noch besser veranschaulichen. Hier ist keine Gate-Spannung angelegt (n_s ist konstant), stattdessen wird die Photonenenergie E_{ph} verändert. Auch hier ist zu sehen, dass ein Zusammentreffen von ZR und Plateau-Flanke das absolut höchste Photosignal ergibt. Nachteilig bei Änderung von E_{ph} des Lasers ist, dass sich dabei die Intensität der Strahlung um ein nicht genau bestimmtes Maß ändern kann, was das Photosignal beeinflusst.

Die Abbildung 4.11 zeigt die Ergebnisse von vergleichbaren Experimenten an der Probe 8788C (mittlere Beweglichkeit, vergleiche Tabelle 4.1). Hier sind neben den an das QH-Plateau gebundenen Peaks auch einzelne ZR-Peaks zu finden. Man betrachte zum Beispiel in Abbildung 4.11 den ZR-Peak bei $B = 5.1\text{ T}$, bei allen drei gezeigten Probenspannungen. Teilweise sind die ZR-Peaks negativ (Abbildung 4.11, $V_{SD} = 2\text{ V}$, $B > 5\text{ T}$). Dies wird dadurch verursacht, dass das System im angeregten Zustand eine geringere Leitfähigkeit aufweist. Diesen Effekt kann man sich auch an der Abbildung 4.7 veranschaulichen. Diese Abbildung zeigt zwei Magnetotransportkurven, die bei verschiedenen Temperaturen gemessen sind, und deren Differenzkurve. Die Differenz ist in der näheren Umgebung des QH-Plateaus positiv, während sie außerhalb der näheren Umgebung negativ ist (das heißt, die thermische Anregung des Systems führt zur Verringerung der Leitfähigkeit).

Ein ähnliches Bild zeigt sich bei der Probe 8815C (hohe Beweglichkeit, vergleiche

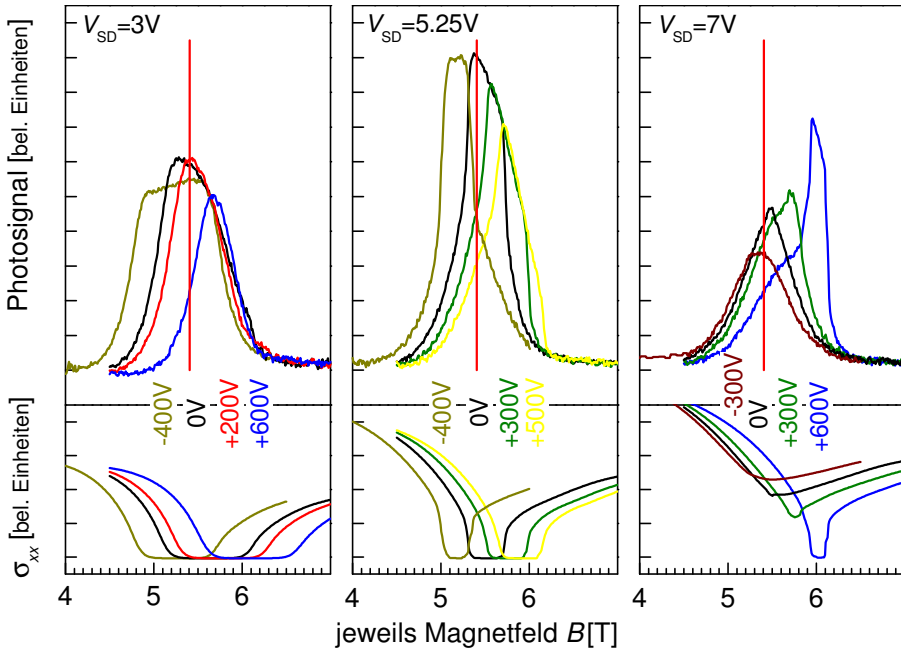


Abbildung 4.9: Darstellung wie in Abbildung 4.8, jedoch für Probe 8447C (Corbino-Geometrie), $V_{SD} = 3V$, $5.25V$ und $7V$, $E_{ph} = 9.29$ meV.

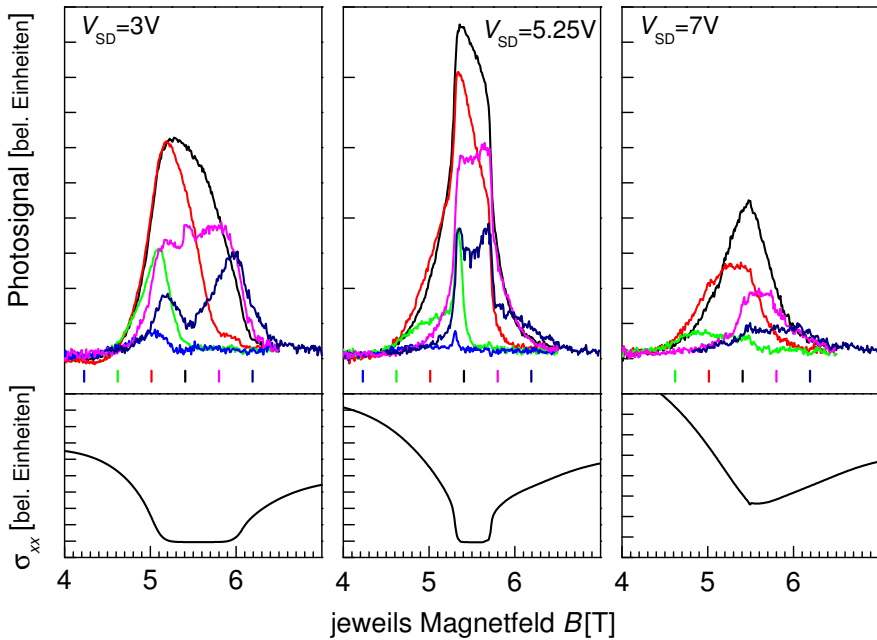


Abbildung 4.10: Darstellung wie in Abbildung 4.8, jedoch für Probe 8447C (Corbino-Geometrie), $V_{SD} = 3V$, $5.25V$ und $7V$, n_s fest ($V_{gate} = 0$), für mehrere verschiedene Photonenenergien (Positionen durch kurze vertikale Striche markiert, deren Farbe der jeweiligen Photosignal-Kurve entspricht).

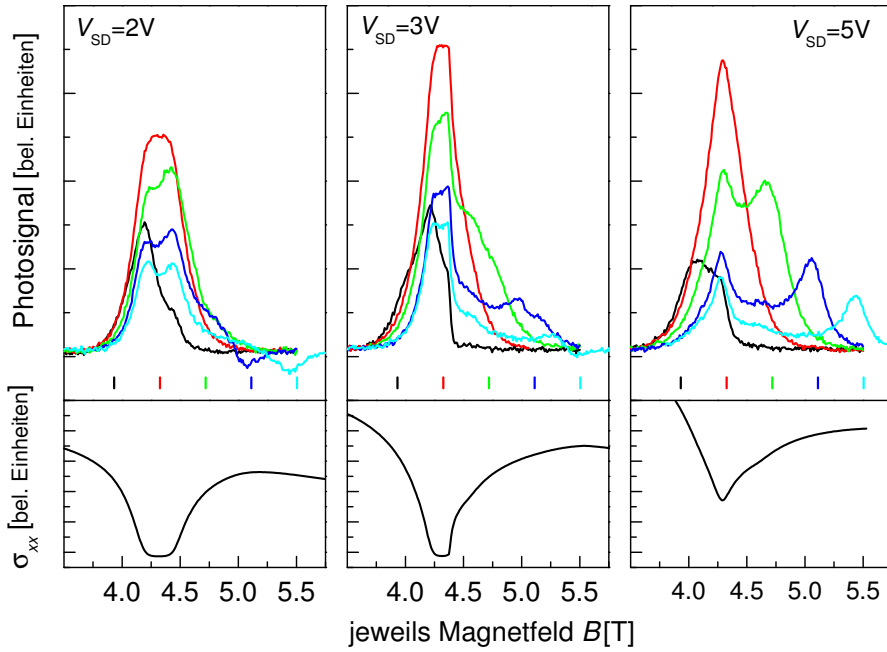


Abbildung 4.11: Darstellung wie in Abbildung 4.10, jedoch für Probe 8788C (Corbino-Geometrie), $V_{SD} = 2V, 3V$ und $5V$.

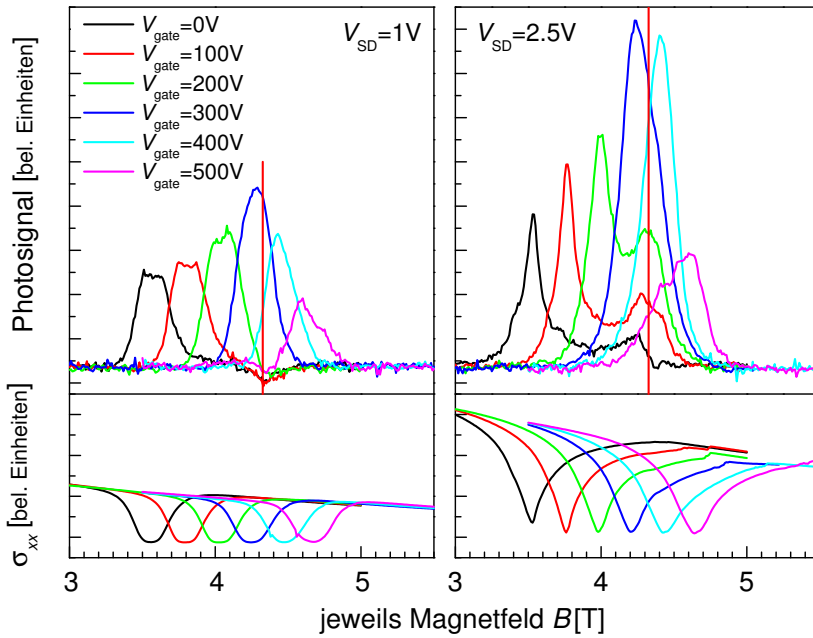


Abbildung 4.12: Darstellung wie in Abbildung 4.8, jedoch für Probe 8815C (Corbino-Geometrie), $V_{SD} = 1V$ und $2.5V$, $E_{ph} = 8.16 meV$.

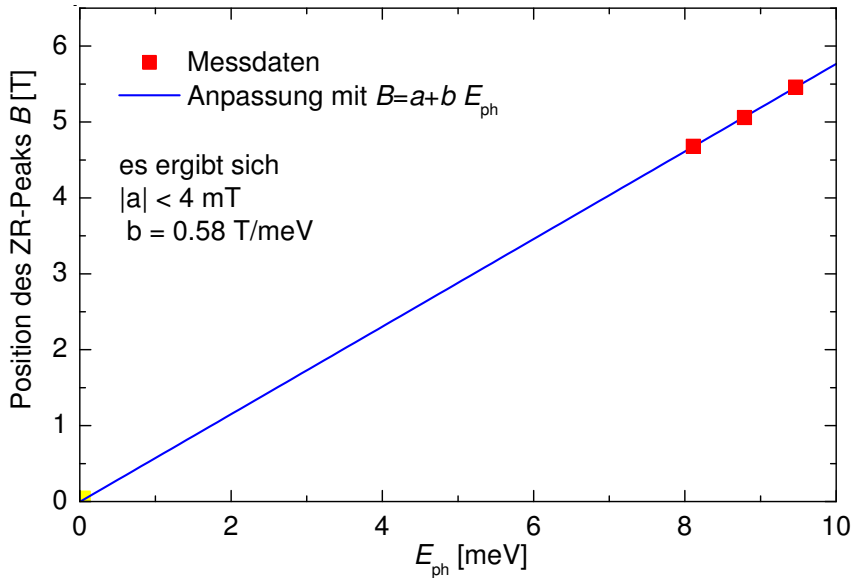


Abbildung 4.13: Bestimmung der Zyklotronmasse. Die Daten sind der Abbildung 4.11, $V_{SD} = 5\text{ V}$ entnommen. Es sind die Positionen von ZR-Peaks bei den drei höchsten Photonenergien dargestellt (bei den beiden kleineren Photonenergien liegt eine starke Überlagerung des bolometrischen und des ZR-Effektes vor). Die Daten sind durch eine lineare Funktion angepasst. Aus der Steigung kann die Zyklotronmasse bestimmt werden.

Tabelle 4.1), wie in der Abbildung 4.12 zu sehen ist. Auch hier ist das Photosignal vom bolometrischen und ZR-Effekt geprägt. Einzelne ZR-Peaks treten deutlich hervor. Teilweise sind die ZR-Peaks negativ.

Aus der Position einzelner ZR-Peaks und der Beziehung (4.3) lässt sich die Zyklotronmasse der Elektronen m_c bestimmen. In der Abbildung 4.13 sind die Daten für die Probe 8788C (Abbildung 4.11, $V_{SD} = 5\text{ V}$) ausgewertet. Aus der Steigung der linearen Anpassung ergibt sich $m_c = 0.067m_e$ (dieser Wert wird für alle Rechnungen in der vorliegenden Arbeit verwendet). Dies stimmt gut mit den Ergebnissen anderer Autoren überein: Thiele et al. [Thi87] und Andreev et al. [And01] haben $0.068m_e$ bei vergleichbaren Bedingungen gemessen³ (vergleiche auch [Ens89, Kal02b]).

Für die Probe 8447C (geringe Beweglichkeit, vergleiche Tabelle 4.1) sind, wie bereits erwähnt, keine einzelnen ZR-Peaks in den magnetfeldabhängigen Messungen des Photosignals zu sehen. Dies ist damit zu erklären, dass für gerin-

³Aus temperaturabhängigen SdH-Messungen ergibt sich ebenfalls die effektive Masse zu etwa $0.067m_e$ [Lo91]. Die Zyklotronmasse m_c vom GaAs/AlGaAs-2DEG ist ungefähr gleich der Zyklotronmasse der Elektronen in Bulk GaAs. Genauere Untersuchungen ergeben, dass m_c geringfügig von der Elektronenkonzentration und dem Füllfaktor abhängt [Thi87].

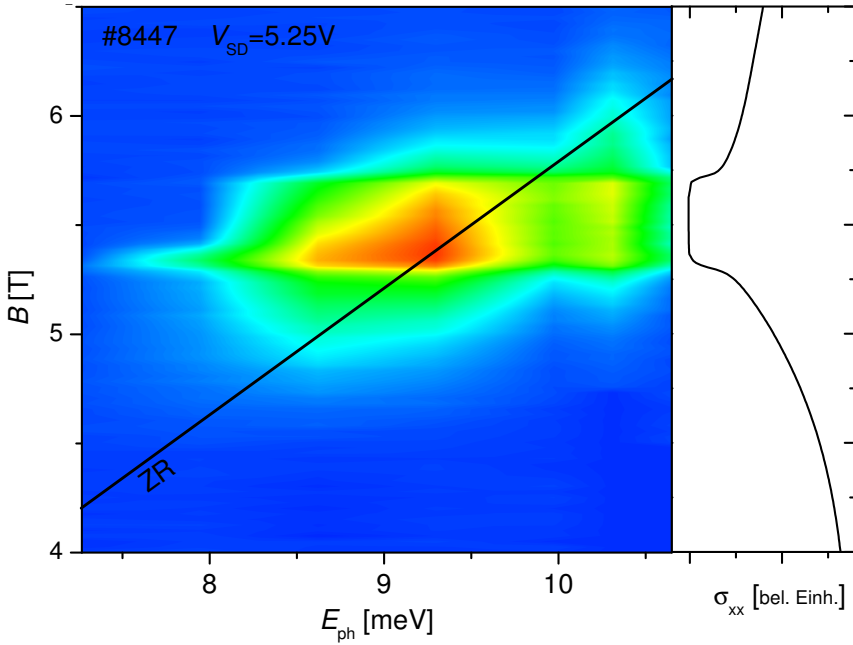


Abbildung 4.14: Photosignal als Funktion des Magnetfeldes und der Photonenenergie der Probe 8447C bei $V_{\text{SD}} = 5.25$ V. Die Stärke des Photosignals ist durch Farben dargestellt (blau symbolisiert geringes und rot großes Photosignal). Die Messdaten sind identisch mit denen aus Abbildung 4.10 (die Flächen zwischen den Messpunkten sind interpoliert). Die schwarze Gerade (berechnet) markiert die Position der ZR. Rechts neben der Farbdarstellung ist die Transport-Kurve (σ_{xx} als Funktion B) gezeigt, um die Zuordnung des Magnetfeldes zu vereinfachen (es ist das QH-Plateau bei $\nu = 2$ abgebildet).

ge Ladungsträger-Beweglichkeiten breite ZR-Peaks zu erwarten sind. In den hier gezeigten Ergebnissen sind diese breiten Peaks stark mit bolometrischen Photosignal-Maxima überlagert. Deshalb ist der ZR-Effekt direkt nicht oder allenfalls als Schulter des Hauptmaximums zu erkennen. Um den Einfluss des ZR-Effektes deutlicher zu machen, können die Daten anders dargestellt werden: Die Abbildung 4.14 zeigt das Photosignal als Funktion des Magnetfeldes und der Photonenenergie, die Farben stellen die Stärke des Photosignals dar. Wie erwartet, findet sich ein erhöhtes Photosignal bei Magnetfeldern nahe des QH-Plateaus. Entlang der ZR-Position (schwarze Linie, berechnet) ist das Signal besonders erhöht. Das absolute Maximum ist dort zu finden, wo die ZR-Linie $B = 5.3$ T erreicht ($B = 5.3$ entspricht einer QH-Plateau-Flanke).

4.3.3 Bestimmung der spektralen Auflösung

Für eine Anwendung von QH-Systemen als THz-Detektoren spricht neben der potentiell hohen Empfindlichkeit auch, dass sie spektral selektiv arbeiten. Durch Änderung des Magnetfeldes lässt sich die Wellenlänge beziehungsweise Photonenenergie, bei der das QH-System am empfindlichsten ist, einstellen. Das heißt, der QH-Detektor ist spektral durchstimmbaar.

Als wichtige anwendungsrelevante Größe soll in diesem Abschnitt die spektrale Auflösung diskutiert werden.

Wie in den vorhergehenden Abschnitten beschrieben, reagiert das QH-System am empfindlichsten auf Strahlung, wenn der Füllfaktor ν einer QH-Plateau-Flanke entspricht. Um mit dem Detektor bei maximaler Empfindlichkeit ein Spektrum abzutasten, muss man bei konstantem ν das Magnetfeld B durchstimmen. Wegen

$$\nu = \frac{n_s h}{eB} \stackrel{!}{=} \text{konstant} \quad (4.4)$$

muss dazu auch die Ladungsträgerkonzentration n_s mit angepasst werden.

Um die spektrale Auflösung der QH-Probe zu bestimmen, wird bei Einstrahlung von monochromatischer Strahlung das Photosignal als Funktion von B bei jeweils festem Füllfaktor gemessen. Als THz-Quelle wird der p -Ge-Laser verwendet (Linienbreite des Lasers: etwa 0.02 meV [Gor91], dies ist deutlich geringer als die in diesem Abschnitt ermittelten spektralen Auflösungen der QH-Proben). Die Abbildung 4.15 (links) zeigt das Ergebnis für die Probe 8447C (die Messdaten sind aus Abbildung 4.9 entnommen, das Magnetfeld ist in die Zyklotronenergie umgerechnet). Es sind die Resultate für drei verschiedene Probenspannungen V_{SD} gezeigt. Für $V_{SD} = 3\text{ V}$ und 5.25 V ergeben sich, wie erwartet, an der ZR-Position jeweils Maxima. Die Daten für $V_{SD} = 7\text{ V}$ zeigen einen anderen Verlauf, weil bei dieser Probenspannung bei Variation der Ladungsträgerkonzentration ein Übergang von einem SdH-Minimum zu einem QH-Plateau erfolgt (vergleiche Abbildung 4.9).

Um die spektrale Auflösung abzuschätzen, werden die Photosignal-Daten S mit einer Lorentz-Funktion der Form

$$S \propto \frac{\Gamma}{(E_c - E_{ph})^2 + \Gamma^2} \quad (4.5)$$

angepasst. Dabei ist Γ die volle Breite bei halber Höhe und entspricht der spektralen Auflösung. Anzumerken ist, dass das Photosignal durch ein kompliziertes Zusammenspiel des bolometrischen und des ZR-Effektes verursacht wird. Deshalb kann eine Lorentz-Funktion nur näherungsweise angepasst werden. Die

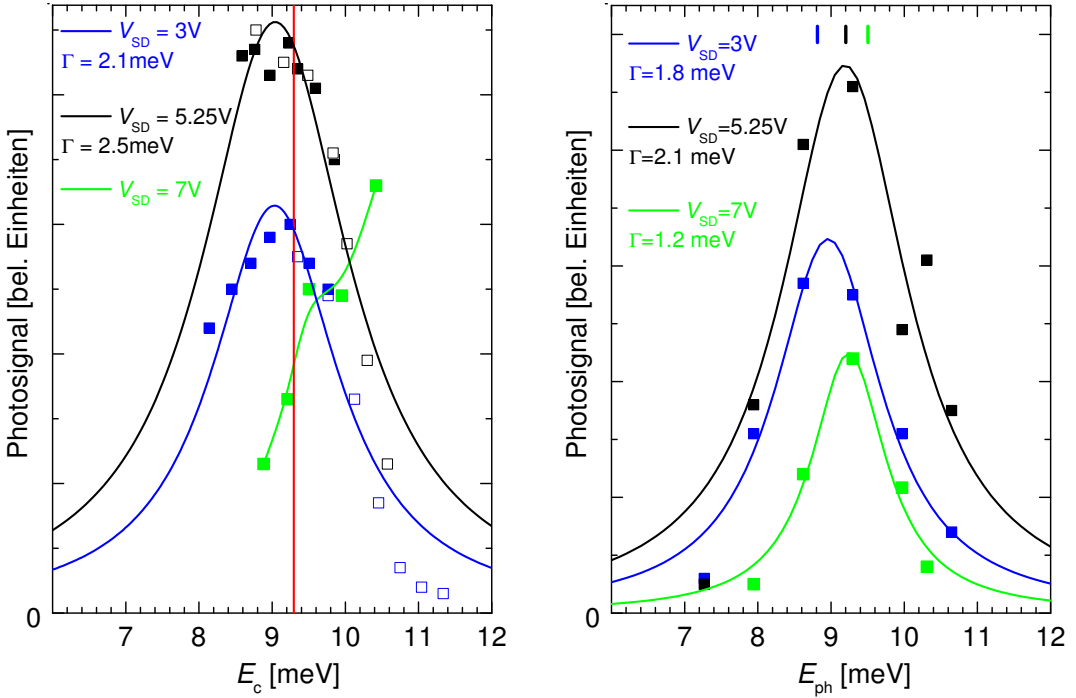


Abbildung 4.15: Spektrale Auflösung der Probe 8447C. Links: Photosignal als Funktion der Zyklotronenergie gemessen bei drei verschiedenen Probenspannungen V_{SD} . Die Photonenenergie des Lasers ist fest auf $E_{ph} = 9.29$ meV eingestellt. Für $V_{SD} = 3$ V und 5.25 V ist das Photosignal jeweils an der linken und rechten Flanke des QH-Plateaus gemessen (vergleiche Abbildung 4.9). Die Daten sind durch je eine Lorentz-Funktion angepasst. Für $V_{SD} = 7$ V ist das Photosignal an der Position des SdH-Minimums gemessen. Rechts: Photosignal als Funktion der Photonenenergie gemessen bei drei verschiedenen Probenspannungen V_{SD} . Das Photosignal ist an der Position der linken QH-Plateau-Flanke beziehungsweise am SdH-Minimum gemessen (vergleiche Abbildung 4.10). Die Ladungsträgerkonzentration ist konstant ($V_{gate} = 0$). Die Daten sind durch je eine Lorentz-Funktion angepasst. Die zu erwartenden Positionen der ZR sind oben mit drei vertikalen Strichen markiert (Farben entsprechen den Farben der Kurven).

Anpassung ergibt $\Gamma = 2.1$ meV beziehungsweise 2.5 meV für $V_{SD} = 3$ V beziehungsweise 5.25 V (bei $E_{ph} = 9.29$ meV).

Eine andere Methode, die spektrale Auflösung zu bestimmen, ist die Folgende: Statt den Detektor durchzustimmen, wird die Photonenenergie des Lasers durchgestimmt, während der Detektor am gleichen Arbeitspunkt verbleibt. Die Abbildung 4.15 (rechts) zeigt das Resultat einer solchen Vorgehensweise (die Messdaten sind aus Abbildung 4.10 entnommen). Auch diese Daten zeigen, wie zu erwarten, Maxima an den ZR-Positionen (es sind drei ZR-Positionen, weil die Position der Plateau-Flanke beziehungsweise des SdH-Minimums je nach Pro-

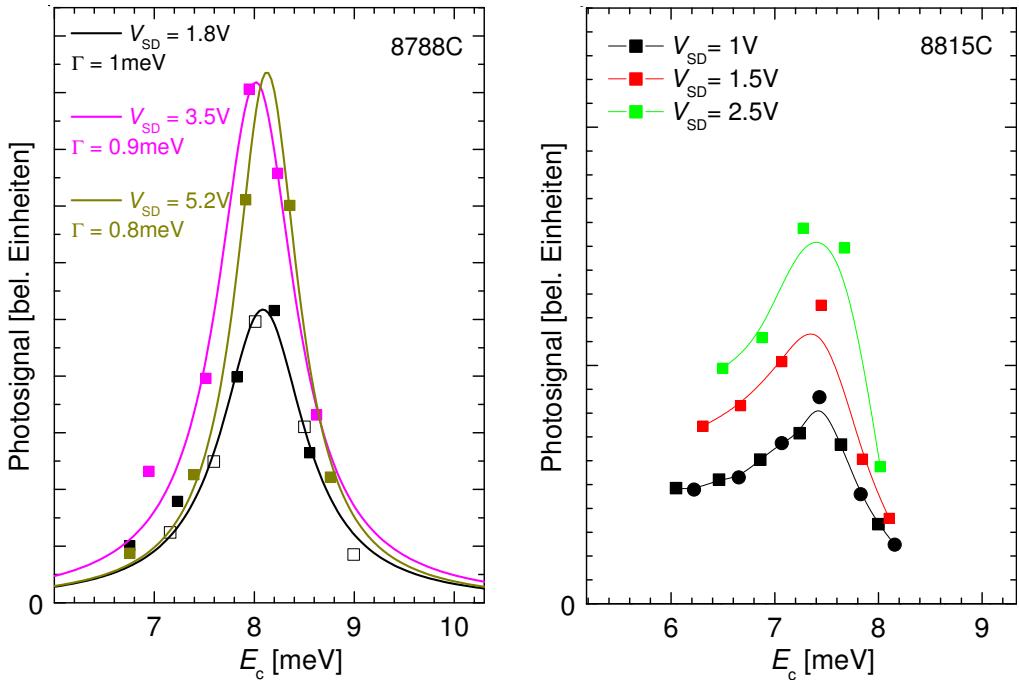


Abbildung 4.16: Links: Spektrale Auflösung der Probe 8788C: Photosignal als Funktion der Zyklotronenergie gemessen bei drei verschiedenen Probenspannungen V_{SD} . Die Photonenenergie des Lasers ist fest eingestellt auf $E_{ph} = 8.13$ meV. Für $V_{SD} = 1.8$ V ist das Photosignal jeweils an der linken und rechten Flanke des QH-Plateaus gemessen. Die Daten sind durch je eine Lorentz-Funktion angepasst. Rechts: Spektrale Auflösung der Probe 8815C, Darstellung wie links. Da die Daten kein symmetrisches Bild ergeben, sind sie nicht durch Lorentz-Funktionen angepasst, sondern lediglich zu einer Kurve verbunden.

benspannung V_{SD} variiert). Alle Daten lassen sich gut mit der Lorentz-Funktion (4.5) anpassen (hier ist E_{ph} die veränderliche Größe). Erwähnenswert ist, dass bei $V_{SD} = 7$ V die Daten in Form einer Lorentz-Kurve verteilt sind, denn alle Daten sind bei gleichen Probenparametern gemessen (SdH-Minimum). Für Γ ergeben sich Werte von 1.2 bis 2.1 meV. Die geringen Unterschiede zu den Ergebnissen in Abbildung 4.15 (links) werden auch dadurch hervorgerufen, dass die Variation der Laserintensität (die bei Änderung von E_{ph} auftritt) die Ergebnisse etwas verfälscht, mit beeinflusst.

Auch für die Proben 8788C und 8815C mit höherer Beweglichkeit (siehe Tabelle 4.1) wird die spektrale Auflösung untersucht, wie in Abbildung 4.16 gezeigt. In beiden Fällen wird die Photonenenergie konstant gehalten, während B und n_s variiert werden. Für die Probe 8788C ergeben sich symmetrische Verläufe der Messdaten, die sich gut mit der Lorentz-Funktion anpassen lassen. Für Γ ergeben sich Werte von 0.8 meV bis 1 meV. Mit steigender Probenspannung verringert

sich Γ . Im Gegensatz dazu ergeben die Daten der Probe 8815C ein asymmetrisches Bild, das sich nicht korrekt durch die Lorentz-Funktion anpassen lässt. Die volle Breite beim halben Maximum ist sichtbar größer als 1 meV.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die spektrale Auflösung der Probe 8788C mit $\Gamma \approx 1$ meV am besten ist (das heißt Γ ist am kleinsten). Normiert auf die Photonenenergie ergibt sich $\Gamma/E_{\text{ph}} \approx 0.12$. Die Probe 8447 (geringere Beweglichkeit, vergleiche Tabelle 4.1) hat eine deutlich schlechtere spektrale Auflösung. Die Probe 8815C (höhere Beweglichkeit) zeigt ein breites und stark asymmetrisches Maximum und ist damit als Detektor für spektrale Aufgaben kaum geeignet. Die Untersuchung an der Probe 8788M (Mäander-Geometrie) ergibt $\Gamma \approx 1.7$ meV und $\Gamma/E_{\text{ph}} \approx 0.22$ (siehe dazu [Ste04, Hir03]). Dies ist ein schlechterer Wert als für die Corbino-Struktur des gleichen Wafers.

4.4 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit numerischen Rechnungen

Im den vorhergehenden Abschnitten wurden Messungen des Photosignals in Abhängigkeit von Magnetfeld und Photonenenergie gezeigt. Das Photosignal ergibt sich aus einem Zusammenspiel von ZR- und Bolometer-Effekt. Im Folgenden sollen die Messergebnisse mit Modellrechnungen verglichen werden.

Ein zentraler Aspekt dabei ist die dynamische Leitfähigkeit des Systems. Klassisch lässt sich die dynamische Leitfähigkeit durch die Formel (1.45) berechnen. Eine quantenmechanische Berechnung gelingt unter Verwendung der selbstkonsistenten Born-Approximation (SKBA, vergleiche Abschnitt 1.8.1). Die Abbildung 4.17 zeigt als Ergebnis einer numerischen SKBA-Rechnung den Realteil der Längsleitfähigkeit $\text{Re}(\sigma_{xx}(\omega))$ [Vas, Vas06]. Dieses Beispiel ist gerechnet für einen Dämpfungsparameter $\gamma_{\text{B}}^2 = 2e/(\pi^2 \hbar n_s \mu) = 0.01$ (dies entspricht dem Wafer 8447). $\text{Re}(\sigma_{xx}(\omega))$ ist näherungsweise entlang der ZR-Linie ($\omega = \omega_c$) maximal. Weitere Strukturen sind durch die Landau-Quantisierung bedingt. Für $\omega = 0$ ist die statische Leitfähigkeit wiedergegeben, die Minima bei geradzahigen Füllfaktoren aufweist (es gilt $\hbar\omega_c/E_{\text{F}} = 2/\nu$, Spin-Aufspaltung ist nicht berücksichtigt).

Die Absorption A und die absorbierte Leistung P_{in} sind proportional zu $\text{Re}(\sigma_{xx}(\omega))$:

$$P_{\text{in}} \propto A \propto \text{Re}(\sigma_{xx}(\omega)) \quad . \quad (4.6)$$

Die Absorption führt zu einer Temperaturerhöhung des 2DEGs. Die Temperaturerhöhung ΔT hängt zusätzlich von dem Wärmewiderstand, der Wärmekapazität und der Bestrahlungszeit ab.

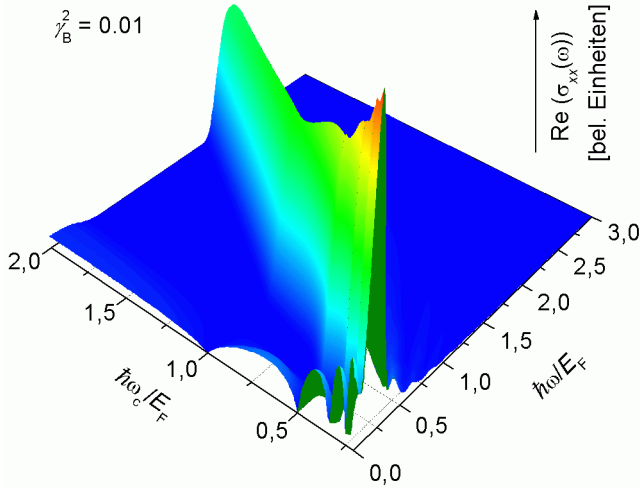


Abbildung 4.17: Realteil der dynamischen Längsleitfähigkeit, dargestellt in Abhängigkeit der Zyklotron- und Photonenergie, numerisch berechnet unter Verwendung des SKBA-Verfahrens.

Die Wärmekapazität c lässt sich aus der durch die SKBA ermittelten Zustandsdichte $Z(E)$ berechnen:

$$c = \left(\frac{\partial(\text{innere Energie})}{\partial T} \right)_{n_s} \quad (4.7)$$

$$= \int (E - \mu_{\text{ch}}) Z(E) \left(\frac{\partial}{\partial T} f(E, \mu_{\text{ch}}, T) \right)_{n_s} dE \quad , \quad (4.8)$$

wenn f die Fermi-Funktion nach Gleichung (1.38) ist. Die Abbildung 4.18A zeigt c als Funktion des Füllfaktors. Die Rechnung ergibt, dass bei tiefer Temperatur c bei geradzahigen Füllfaktoren minimal ist. Im Gegensatz dazu finden sich typischerweise bei höherer Temperatur ein schmales Maximum bei geradzahigen Füllfaktoren und zwei Minima in dessen Nähe (siehe zum Beispiel grüne Kurve bei $\nu = 2 \Leftrightarrow \hbar\omega_c/E_F = 1$). Dieses Verhalten wird durch die Ergebnisse von Zawadzki et al. und Gornik et al. qualitativ bestätigt [Zaw84, Gor85].

Wenn man c als einen bestimmenden Parameter ansieht und

$$\Delta T \propto \frac{P_{\text{in}}}{c} \propto \frac{\text{Re}(\sigma_{xx}(\omega))}{c} \quad (4.9)$$

annimmt, gelangt man zu dem Ergebnis, wie in der Abbildung 4.18B dargestellt. Die Abbildung zeigt ΔT als Funktion des Füllfaktors für verschiedene Photonenergien E_{ph} und $\gamma_B^2 = 0.0023$ (dies entspricht dem Wafer 8788). Wie erwartet, ergeben sich Maxima von ΔT bei $\omega = \omega_c$ (ZR) und Doppel-Peaks

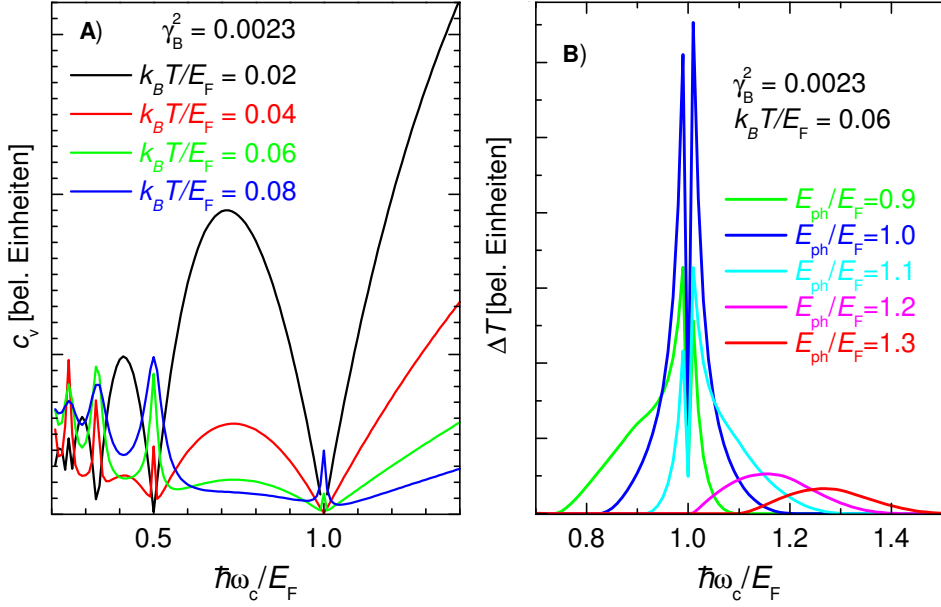


Abbildung 4.18: Rechenergebnisse für einen Dämpfungsparameter $\gamma_B^2 = 0.0023$. A: Wärmekapazität für verschiedene Temperaturen ($k_B T/E_F = 0.06$ entspricht $T \approx 5$ K). B: Nach Gleichung (4.9) berechnete Änderung der Temperatur für verschiedene Photonenenergien E_{ph} .

in der Nähe von $\nu = 2$. Letztere entstehen durch die besondere Struktur von $c(\hbar\omega_c/E_F)$. Das Ergebnis ist bereits vergleichbar mit experimentellen Kurven, wie in der Abbildung 4.11 dargestellt.

Die Wärmekapazität beeinflusst den Aufheiz- und Abkühlungsprozess des 2DEGs. Zeitaufgelöste Messungen deuten darauf hin, dass diese Prozesse nur kurz andauern (siehe nachfolgender Abschnitt). Demnach kann für die hier betrachteten zeitintegrierten Messungen eine Anregung mit Laserimpulsen einer Dauer $\geq 1 \mu\text{s}$ bereits näherungsweise als stationär angenommen werden. Im stationären Fall gilt

$$\Delta T \propto P_{\text{in}} \propto \text{Re}(\sigma_{xx}(\omega)) \quad . \quad (4.10)$$

Für einen direkten Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen wird die Änderung der Längsleitfähigkeit berechnet:

$$\Delta\sigma_{xx} = \sigma_{xx}(T_0 + \Delta T) - \sigma_{xx}(T_0) \quad , \quad (4.11)$$

wenn $T_0 = 4$ K die Temperatur der Umgebung ist.

Die SKBA-Rechnung liefert ein temperaturabhängiges σ_{xx} , wie in der Abbildung 4.19 dargestellt. Da weder Lokalisierung noch Abschirmeffekte berücksichtigt werden, ergeben sich keine QH-Plateaus sondern lediglich spitze Minima mit

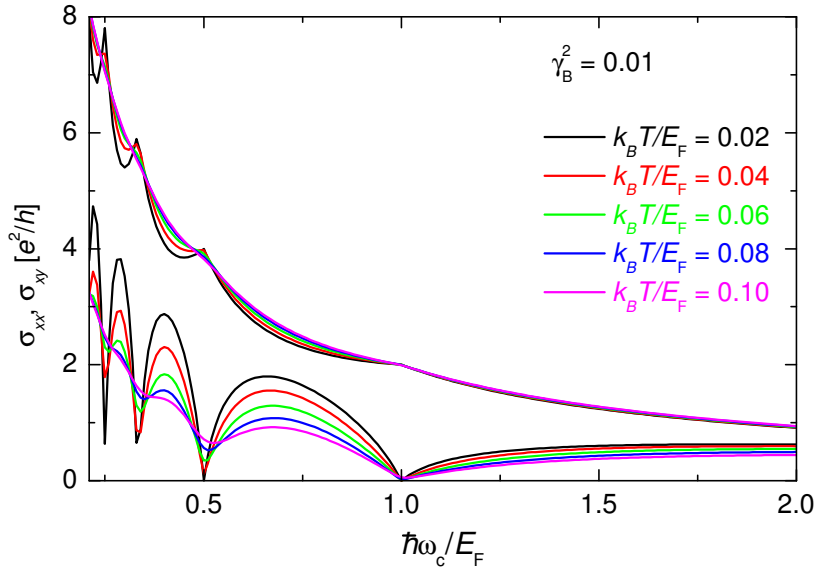


Abbildung 4.19: Nach der SKBA für verschiedene Temperaturen berechnete Leitfähigkeit als Funktion der Zyklotronenergie.

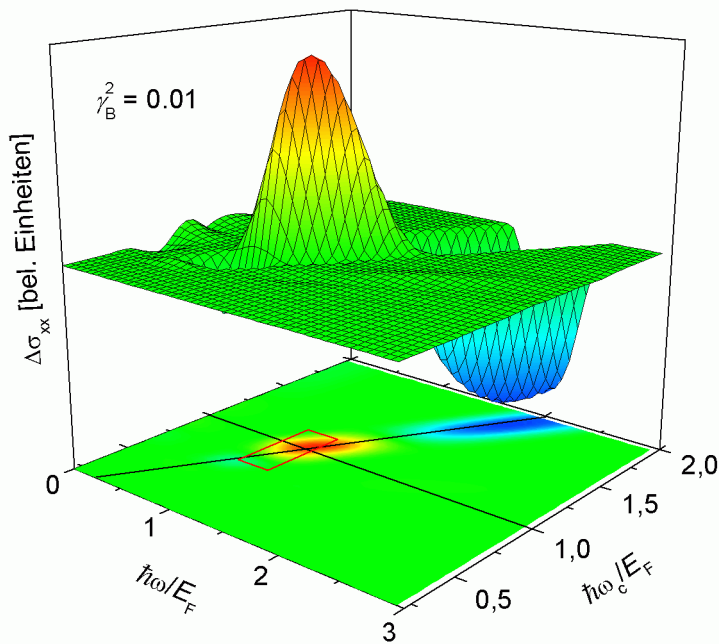


Abbildung 4.20: Berechnetes $\Delta\sigma_{xx}$ als Funktion der Zyklotron- und Photonenergie. Die Daten sind räumlich und als farbkodierte Projektion in der Ebene dargestellt. In der Ebene sind $(\omega = \omega_c)$ und $(\nu = 2)$ als Geraden eingezeichnet. Außerdem ist ein der Abbildung 4.14 (experimentelle Ergebnisse) entsprechender Bereich durch einen roten Rahmen markiert.

$\sigma_{xx} \approx 0$. Bei Annahme dieser Resultate ergibt sich für $\Delta\sigma_{xx}$ nach Gleichung 4.11 ein unrealistisches Bild mit einem quasi nicht vorhandenem Maximum bei $\nu = 2$ und $\Delta\sigma_{xx} \leq 0$ in dessen Umgebung.

Zur Reproduktion bolometrischer Doppel-Peaks, wie sie teilweise in der Abbildung 4.10 zu sehen sind, muss man ein QH-Plateau annehmen, dessen Breite mit steigender Temperatur schrumpft (vergleiche Abbildung 4.7). Siddiki und Gerhardt konnten durch Verwendung einer Hartree-Näherung unter Berücksichtigung von Abschirmeffekten den Verlauf von QH-Plateaus berechnen [Sid04]; diese Daten konnten hier wegen der Verwendung anderer Randbedingungen jedoch nicht verwendet werden.

Um $\Delta\sigma_{xx}$ zumindest abzuschätzen, soll hier ein sehr simpler Ansatz für die temperaturabhängige Längsleitfähigkeit gemacht werden: Die Oszillation der Längsleitfähigkeit sei [Nac02]

$$A_{\text{sdH}} = \frac{\Theta\nu}{\sinh(\Theta\nu)} \cos(\pi(\nu - 1)) \quad , \quad (4.12)$$

wenn $\Theta \propto T$ die Temperatur in beliebigen Einheiten ist. Das Ergebnis dieser Überlegung unter Berücksichtigung der Gleichungen (4.10) und (4.11) ist in der Abbildung 4.20 dargestellt. Die Abbildung zeigt $\Delta\sigma_{xx}$ als Funktion von Photonen- und Zyklotronenergie (für $\gamma_{\text{B}}^2 = 0.01$, dem Wafer 8447 entsprechend). Der rote Rahmen markiert einen Ausschnitt in dem Messwerte, wie in Abbildung 4.14 gezeigt, vorliegen. Wie im Experiment ergibt sich das höchste Signal beim Schnittpunkt der ZR-Linie und mit der Linie ($\nu = 2$). Die genaue Struktur der Messdaten, die von der Form des QH-Plateaus zusätzlich geprägt ist, kann diese Rechnung nicht wiedergeben, weil mit dem Ansatz (4.12) keine QH-Plateaus reproduzierbar sind. Bei höheren Energien zeigt die Rechnung ein deutliches Minimum. Das Minimum liegt außerhalb des gemessenen Bereiches der Probe 8448. Bei den Proben 8788 und 8815 konnte ein negatives Photosignal gemessen werden, wie in den vorhergehenden Abschnitten gezeigt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine Berechnung nach den Gleichungen (4.10) und (4.11) ein brauchbarer Ansatz ist. Eine Berechnung der (statischen und dynamischen) Leitfähigkeit unter Berücksichtigung von Abschirmeffekten (um QH-Plateaus zu reproduzieren), sollte zu genaueren Ergebnissen führen und auch die Doppel-Peak-Struktur des Photosignals am QH-Plateau wiedergeben.

4.5 Zeitaufgelöstes Photosignal

In diesem Abschnitt werden zeitaufgelöste Messungen des Photosignals vorgestellt. Als THz-Quelle dient der gepulst betriebene *p*-Ge-Laser. Das Photosignal

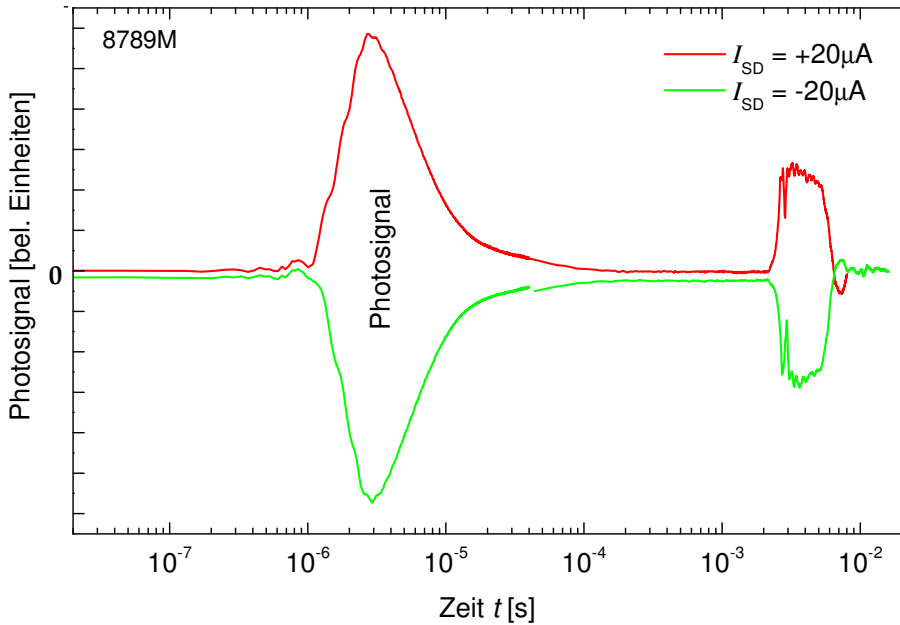


Abbildung 4.21: Zeitabhängiges Photosignal der Probe 8789M bei $\nu = 2$ hervorgerufen durch einen Laserimpuls (von $t \approx 1 \mu\text{s}$ bis $t \approx 3 \mu\text{s}$, $E_{\text{ph}} = 8.1 \text{ meV}$). Die Zeitachse ist logarithmisch eingeteilt. Der zweite detektierte Impuls beruht auf einem akustischen Effekt.

der QH-Probe wird mit einem Oszilloskop erfasst (vergleiche Abschnitt 3.3).

In der Abbildung 4.21 ist das zeitaufgelöste Photosignal der Probe 8789M (Mäander-Geometrie) dargestellt. Nach dem Einsetzen des Lasers (bei $t \approx 1 \mu\text{s}$) steigt das Photosignal kontinuierlich an. Nach dem Ausschalten der THz-Strahlung (bei $t \approx 3 \mu\text{s}$) nimmt das Photosignal wieder kontinuierlich ab.

Bemerkenswert ist, dass nach etwa 2 ms ein weiterer Impuls detektiert wird (obwohl der Laser zu diesem Zeitpunkt nicht emittiert). Dieser zweite Impuls ist kein Photosignal sondern wird durch einen akustischen Effekt hervorgerufen: Der Laserkristall wird durch den starken elektrischen Pump-Impuls zu mechanischen Schwingungen angeregt und sendet folglich auch Schall aus. Die Schallwelle erreicht die QH-Probe und ändert offenbar ρ_{xx} . Diese Annahme wird durch Folgendes gestützt: Erstens beträgt die Laufzeit des Schalls 2 ms, bei Annahme des Abstandes zwischen Laser und QH-Probe von 38 cm und einer Schallgeschwindigkeit im flüssigen He bei den herrschenden Bedingungen von 190 m/s [Fin39]. Zweitens kann auch durch manuelles Klopfen am Messspieß ein Signal der QH-Probe auf dem Oszilloskop beobachtet werden.

Der Anstieg des gemessenen Photosignals ist von dem experimentellen Aufbau begrenzt, denn das Signal ist ohne niederohmige Terminierung der Übertragungsleitung gemessen. Der Abfall des Photosignals ist von längerer Dauer. Ka-

lugin et al. haben solche langen Anteile des Photosignal-Abfalls von Hall- und Mäander-Proben ausführlich untersucht [Kal02b, Kal02a, Ste04]. Sie fanden eine Abhängigkeit von der Polarität des Magnetfeldes und schlossen daraus, dass das Photosignal aus mehreren Komponenten zusammengesetzt ist:

$$\Delta V_x = (\Delta R_{xx}^{\text{BO}} + \Delta R_{xx}^{\text{ZR}})I_{\text{SD}} + (\Delta R_{xy} + \Delta R_{xy}^{\text{BO}} + \Delta R_{xy}^{\text{ZR}})I_{\text{Hall}}^{\text{photo}} \quad , \quad (4.13)$$

wenn $\Delta R_{ij}^{\text{BO}}$ und $\Delta R_{ij}^{\text{ZR}}$ die Änderungen durch Bolometer- und ZR-Effekte der entsprechenden Komponenten des Widerstandes sind. Es wird ein photoinduzierter Hall-Strom $I_{\text{Hall}}^{\text{photo}}$ angenommen, der von der Polarität des Magnetfeldes abhängt. Dieser Strom tritt kurzzeitig auf und wird durch die fehlende Impedanzanpassung verursacht.

Als typische Zeitskalen für den Abfall des Photosignals wurden die Größenordnungen von einigen Mikrosekunden bis zu einigen Millisekunden an Hall- und Mäander-Proben gemessen. Ähnlich lange Zeiten wurden auch von Erofeeva et al. und Kawano et al. ermittelt [Ero01, Kaw01].

4.5.1 Messungen an Corbino-Proben

Um eine hohe Zeitauflösung zu erreichen, ist es notwendig, die Übertragungsleitung niederohmig zu terminieren. Im Fall von Hall- und Mäander-Proben führt dies bei dem verwendeten Aufbau zu einer so starken Dämpfung des Signals, dass eine Messung nicht möglich ist.

Im Fall von Corbino-Proben kann als serieller Widerstand (vergleiche Abbildung 3.11) 50Ω benutzt werden, um eine hohe Zeitauflösung und eine Impedanzanpassung zu erreichen. Bei dieser Konfiguration ist das Photosignal zwar gering, kann aber ausgewertet werden. (Vergleiche Abschnitt 3.3.)

Neben der Detektor-Schaltung ist zudem zu beachten, dass der Laser möglichst rechteckförmige Impulse liefert. Deshalb wird für alle zeitaufgelösten Messungen die FET-Impulsquelle zum elektrischen Pumpen des Lasers verwendet.

Die Abbildung 4.22A zeigt das unbearbeitete zeitaufgelöste Photosignal der Probe 8447C bei $V_{\text{SD}} = 6\text{V}$. Vor allem beim Ein- und Ausschaltprozess des Laser sind starke Störungen zu sehen. Diese Störungen werden durch die elektromagnetische Kopplung zwischen den elektrischen Leitungen verursacht, die sich nicht vollständig unterdrücken lässt. Um ein besseres Signal-Störsignal-Verhältnis zu erreichen, wird eine Referenzmessung bei $V_{\text{SD}} = 0$ durchgeführt und die Differenz zwischen dem Signal bei $|V_{\text{SD}}| > 0$ und $V_{\text{SD}} = 0$ gebildet. Durch diese Prozedur lassen sich die Störungen zum großen Teil herausrechnen.

Die Abbildungen 4.22A (unten) und B zeigen typische Ergebnisse des Photosignals nach Differenzbildung. Während des Laserimpulses ist das Photosignal

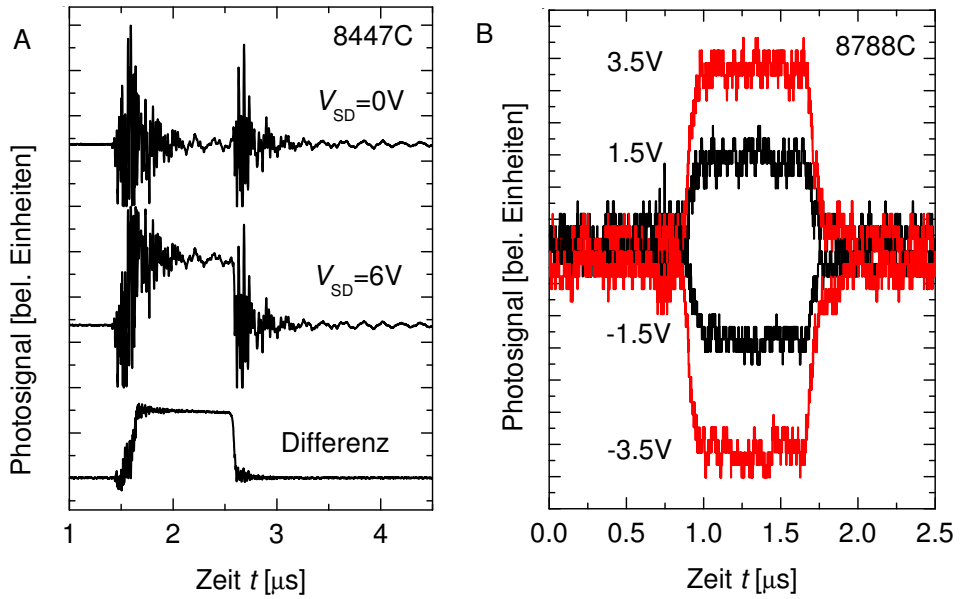


Abbildung 4.22: Zeitabhängiges Photosignal von Corbino-Proben. A: Photosignal der Probe 8447C bei $V_{SD} = 0$ und $V_{SD} = 6$ V. Durch Differenzbildung lässt sich daraus ein großer Teil der Störungen eliminieren. B: Ergebnisse der Probe 8788C (Differenzbildung durchgeführt, V_{SD} jeweils angegeben).

annähernd konstant. Das Ein- und Ausschalten des Lasers ergibt einen schnellen Anstieg sowie schnelle Relaxation des Photosignals.

Im Folgenden soll der Relaxationsprozess betrachtet werden. Es werden drei verschiedene Proben bei verschiedenen Spannungen V_{SD} und $\nu = 2$ untersucht. Der Abfall des Photosignals S wird mit einer Exponentialfunktion angepasst:

$$S \propto \exp(-t/\tau_{ab}) \quad (4.14)$$

Die Ergebnisse sind in der Abbildung 4.23 zusammengefasst.

Es ergeben sich Abklingzeiten τ_{ab} im Bereich von 10 ns bis über 200 ns. Dies ist deutlich kürzer, als die an Hall- und Mäander-Proben diskutierten Werte⁴ (vergleiche vorhergehender Abschnitt). Tendenziell ist τ_{ab} umso geringer, je kleiner die Beweglichkeit μ ist (vergleiche Tabelle 4.1). Außerdem hängt τ_{ab} deutlich von der angelegten Spannung V_{SD} ab.

Für die Proben 8447C und 8788C ergibt sich jeweils ein markantes Maximum geringfügig unterhalb der QH-Zusammenbruchsspannung V_C . Die Probe 8815C

⁴Die bei Hall- und Mäander-Proben diskutierten Abklingzeiten sind zumindest teilweise durch die zu geringe Messauflösung bedingt. Die bei Hall- und Mäander-Proben auftretende Abhängigkeit von der Polarität des Magnetfeldes wird bei Corbino-Proben nicht festgestellt.

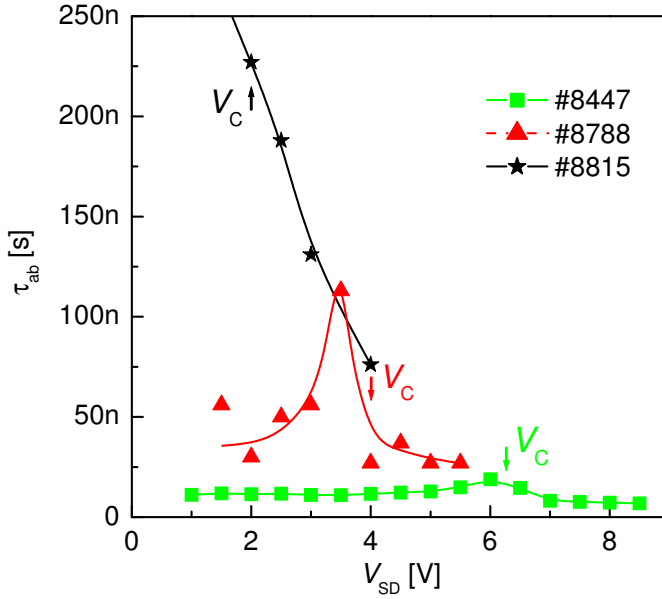


Abbildung 4.23: Abklingzeit des Photosignals als Funktion der angelegten Spannung V_{SD} für drei verschiedene Proben. Die QH-Zusammenbruchsspannungen V_C sind jeweils markiert.

(höchste Beweglichkeit) zeigt ein anderes Verhalten: Die Abklingzeit τ_{ab} fällt monoton mit der Erhöhung von V_{SD} ab.

Die Abbildung 4.24 zeigt die gleichen Ergebnisse für die Proben 8447C und 8788C in einer anderen Skalierung: die Spannung ist auf V_C und die Abklingzeit auf $\tau_{Drude} = \mu m^*/e$ normiert. Eine solche Auftragung ist sinnvoll, weil V_C und τ_{Drude} charakteristische Werte der Systeme sind. In dieser Skalierung stimmen die Maxima der Kurven bei $V_{SD}/V_C \approx 1$ relativ gut überein. Dieses Ergebnis soll im Folgenden an einem zwei-Niveau-Bild erklärt werden.

4.5.2 Diskussion der Ergebnisse

Es wird hier die Relaxation des Systems von einem dissipativen Zustand zurück in den QH-Zustand nach Abschalten der THz-Strahlung betrachtet. Dieser Abklingprozess der heißen Elektronen ist vergleichbar mit der Situation, die von Kaya et al. diskutiert wird [Kay98, Sağ03]. Die Autoren betrachten durch Verengung der Probenbreite angeregte Elektronen und untersuchten orts aufgelösten deren Relaxation. Wie in diesen Arbeiten soll hier ein zwei-Niveau-Bild angenommen werden, das an das Heiße-Elektronen-Modell angelehnt ist (vergleiche Abschnitt 1.7). Das Photosignal S sei proportional zur Besetzung N des oberen Niveaus. Wie in der Abbildung 4.25 illustriert, nimmt die Besetzung des oberen

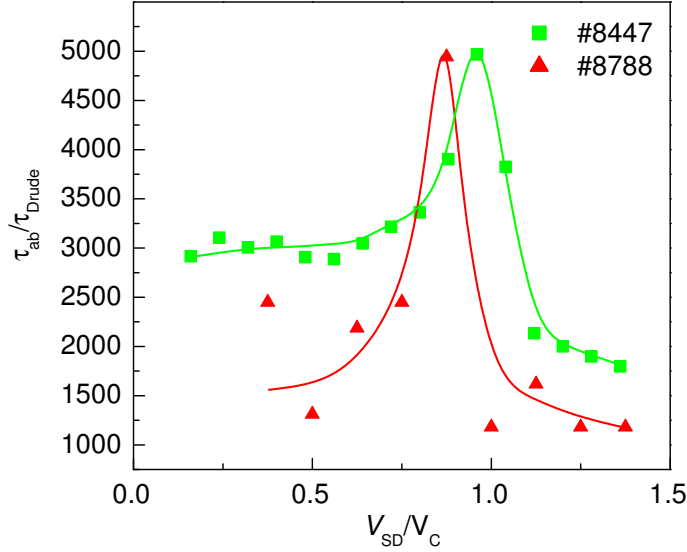


Abbildung 4.24: Abklingzeit des Photosignals dargestellt bezüglich normierter Achsen: Die Abklingzeit ist durch die Drude-Zeit und die angelegte Spannung ist durch die QH-Zusammenbruchsspannung geteilt.

Niveaus einerseits mit einer bestimmten Rate ab, wird aber andererseits durch Joule'sche Wärme erhöht. Letztere ist proportional zu V_{SD}^2 und zu I^2 (wenn I der azimuthale Strom innerhalb der Corbino-Scheibe ist). So verhindert ein hoher Strom ein schnelles Abklingen der optisch generierten, heißen Elektronen. Dieses Verhalten kann den in der Abbildung 4.24 dargestellten Anstieg für $V_{SD} < V_c$ erklären. (Für $V_{SD} > V_c$ ist kein QH-Regime möglich; vielmehr tritt ein rascher Übergang zwischen dissipativen Zuständen auf).

Das stationäre Gleichgewicht im zwei-Niveau-Bild wird durch folgende Gleichung beschrieben [Kay98, Güv02]:

$$dN = dN_{\text{gain}} - dN_{\text{loss}} = \frac{R_{xx}I^2}{\hbar\omega_c} dt - N \frac{dt}{\tau_0} \quad , \quad (4.15)$$

wenn τ_0 die typische Relaxationszeit für Elektronen beim Übergang vom oberen zum unteren Niveau ist.

$$\Rightarrow dN = \frac{\gamma NI^2}{\hbar\omega_c} dt - N \frac{dt}{\tau_0} \quad , \quad \text{mit } R_{xx} = \gamma N \quad (4.16)$$

$$\Rightarrow \int \frac{dN}{N} = \int \left(\frac{\gamma I^2}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{\tau_0} \right) dt \quad (4.17)$$

$$\Rightarrow \ln(N) = \left(\frac{\gamma I^2}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{\tau_0} \right) t \quad . \quad (4.18)$$

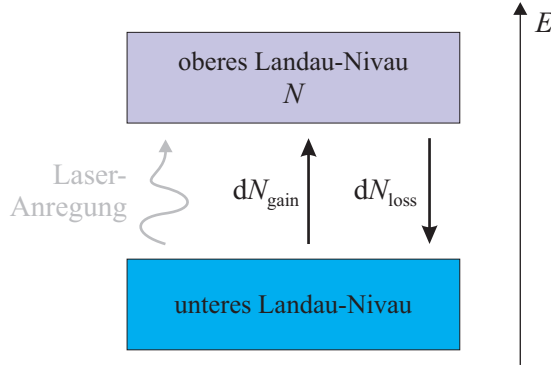


Abbildung 4.25: Das zwei-Niveau-Bild. Während des Laserimpulses wird das obere Niveau durch die THz-Strahlung aufgefüllt. Danach wirken nur noch folgende Beiträge: Der Zuwachs dN_{gain} durch dissipativen Strom und der konstante Verlust dN_{loss} .

Es gilt für den kritischen Strom $I_c^2 = \hbar\omega_c/(\gamma\tau_0)$. Dies resultiert aus der Randbedingung $dN_c = 0$. Das Einsetzen in Gleichung (4.18) führt zu

$$S \propto N \propto e^{-\frac{t}{\tau_0} \left(1 - \left(\frac{I}{I_c}\right)^2\right)} \quad . \quad (4.19)$$

Ein Vergleich mit (4.14) ergibt

$$\tau_{\text{ab}} = \frac{\tau_0}{1 - \left(\frac{I}{I_c}\right)^2} = \frac{\tau_0}{1 - \left(\frac{V_{\text{SD}}}{V_c}\right)^2} \quad . \quad (4.20)$$

Die Funktion $\tau_{\text{ab}}(V_{\text{SD}})$ beginnt bei $V_{\text{SD}} = 0$ mit dem Wert τ_0 und steigt während V_{SD} bis auf V_c erhöht wird. Sie gibt teilweise die experimentellen Ergebnisse wieder. Für Spannungen V_{SD} nahe und über V_c kann das System den QH-Zustand nicht erreichen und die gemessene Abklingzeit τ_{ab} beschreibt den Übergang zwischen dissipativen Zuständen. Man kann sagen, dass für $V_{\text{SD}} \geq V_c$ der Relaxationsprozess *in den QH-Zustand* (dies wird nicht durch τ_{ab} beschrieben) unendlich lange dauert. Letzteres entspricht der Divergenz der Funktion (4.20) bei $V_{\text{SD}} = V_c$.

4.6 Messungen des Photosignals an HgTe/HgCdTe-Systemen

Während die THz-Photoleitfähigkeit an GaAs/AlGaAs-Systemen schon länger untersucht wird (erste Arbeiten: [Maa82, Ste84]), wird mit den hier vorgestellten Untersuchungen an HgTe/HgCdTe-Quantengraben (MCT) Neuland betreten.

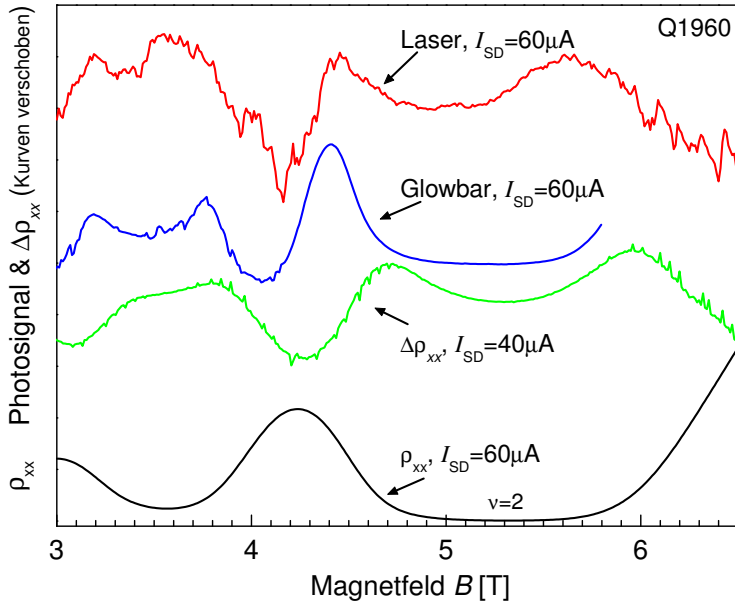


Abbildung 4.26: Photosignal der Probe Q1960H, aufgenommen mit dem Global (blau) und mit dem Laser (rot), als Funktion des Magnetfeldes (die Kurve der Global-Messung wurde zu kleineren Magnetfeldern verschoben, um den Einfluss von längerer Bestrahlung (siehe Text) zu kompensieren). Zusätzlich ist die Transportkurve gezeigt (schwarz). Die grüne Kurve stellt die Differenz $\rho_{xx}(T_2) - \rho_{xx}(T_1)$ zweier Transportmessungen bei zwei verschiedenen Temperaturen ($T_1 = 4 \text{ K}$, $T_2 = 6 \text{ K}$) dar.

Die effektiven Elektronenmassen in den untersuchten Proben sind etwa um den Faktor $1/3$ kleiner als bei GaAs/AlGaAs-Systemen. Deshalb ist zu erwarten, dass sich die bei GaAs/AlGaAs beobachteten Effekte zu entsprechend kleineren Magnetfeldern verschieben. Vor allem dies war die Motivation, sich mit MCT-Systemen zu beschäftigen.

Im Folgenden werden erste Messungen an MCT-Proben in Hall-Bar- und Corbino-Geometrie gezeigt. Die Ergebnisse werden mit Daten der GaAs/AlGaAs-Proben verglichen.

4.6.1 Erste Messungen

Die Abbildung 4.26 zeigt das Photosignal als Funktion des Magnetfeldes der Probe Q1960H (Hall-Bar). Außerdem sind die Transportdaten $\rho_{xx}(B)$ sowie die Differenz zweier Transportkurven, die bei zwei verschiedenen Temperaturen gemessen sind, dargestellt. Wie von den GaAs/AlGaAs-Systemen bekannt, zeigt das Photosignal Maxima an den Flanken des QH-Plateaus beziehungsweise SdH-Minimums und deutliche Minima an der Position des SdH-Maximums (für die

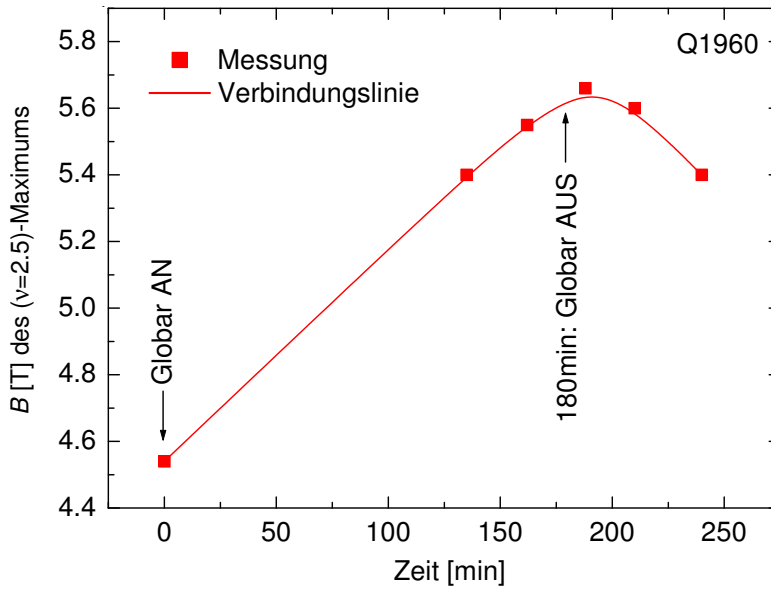


Abbildung 4.27: Einfluss von längerer Global-Beleuchtung auf die Probe Q1960H. Dargestellt ist die Verschiebung des ($\nu=2.5$)-Maximums mit der Zeit. Das Bild stellt nur relativ grob den Verlauf des Prozesses dar, weil nur wenige Messpunkte vorhanden sind und die Ermittlung jedes Messpunktes selbst eine gewisse Zeit (Messung einer kompletten SdH-Kurve) in Anspruch nimmt. (Die Messungen sind an einem anderen Tag als die SdH-Kurve in Abbildung 4.26 aufgenommen.)

mit dem Global gemessene Kurve passt dies nicht exakt, dies wird im nächsten Absatz diskutiert). Auch die Kurve der thermischen Anregung hat den gleichen Charakter. Somit ist klar, dass das Photosignal hauptsächlich durch den bolometrischen Effekt verursacht wird.

Bei den Messungen mit dem Global fällt deutlich auf, dass sich die Kurven (Transport und Photosignal) langsam mit der Zeit bezüglich des Magnetfeldes verschieben. Die Verschiebung erfolgt zu höheren Magnetfeldern und mit ca. 0.5 T/h , wie in der Abbildung 4.27 dargestellt. Nach dem Ausschalten des Globals relaxiert das System langsam wieder zurück in den Ausgangszustand. Wie schon im Abschnitt 4.2 diskutiert, wird dies durch den Effekt der persistenten Photoleitung (PPL) verursacht. Für PPL wird eine Photonenenergie etwa in der Größenordnung der Halbleiter-Bandlücke benötigt. Zwar wird bei den hier gezeigten Messungen ein Filter verwendet, um den kurzwelligigen Anteil der Global-Strahlung zu unterdrücken, doch es gelangen relative hohe Intensitäten bei Photonenenergien von etwa 50 meV bis 300 meV zur Probe (vergleiche Anhang A.4), was einen ausgeprägten PPL-Effekt ermöglicht. Bei GaAs-Systemen wird die (positive) PPL folgendermaßen erklärt [See04, Lan79]: Im unbeleuchteten Zustand sind einige Elektronen in so genannten DX-Zentren (DX steht für

deep and complex, zu deutsch tief und komplex) eingefangen. Bei Beleuchtung werden diese Elektronen angeregt und gelangen aus der AlGaAs-Barriereschicht in das 2DEG. Dadurch wird die Ladungsträgerkonzentration n_s erhöht. Nach dem Abschalten der Beleuchtung erfolgt kein spontanes Zurückwandern der Elektronen in die räumlich entfernten DX-Zentren. Folglich bleibt die erhöhte Ladungsträgerkonzentration beziehungsweise relaxiert nur langsam. In MCT-Heterostrukturen kann ein analoger Prozess vermutet werden [Gos98] (die Existenz von DX-Zentren in MCT-Heterostrukturen ist jedoch bisher nicht nachgewiesen).

4.6.2 Untersuchung der Transmission

MCT-Systeme haben einen stark nicht-parabolischen Bandverlauf; hinzu kommt die Anisotropie (siehe auch Anhang A.2). Deshalb hängt die effektive Elektronenmasse m^* empfindlich von der Energie beziehungsweise der Position im k -Raum und damit von einer Reihe anderer Parameter ab. Die effektive Masse, die bei Zyklotronbewegungen im Magnetfeld in Erscheinung tritt, wird effektive Zyklotronmasse m_c genannt.

Um m_c für die vorliegenden Proben abzuschätzen, werden Transmissionsmessungen zur Bestimmung der Zyklotronfrequenz ω_c durchgeführt. Dazu wird die unstrukturierte Probe zwischen den Laser und einen Detektor gebracht und das Detektorsignal D als Funktion des Probenmagnetfeldes B gemessen. Als Detektor dient ein p -Ge-Kristall (vergleiche Abschnitt 2.2).

Der Detektor befindet sich in unmittelbarer Nähe der Probe und ist somit ebenfalls dem Magnetfeld ausgesetzt. Deshalb wird eine zweite Messung des Signals $D_0(B)$ ohne Probe durchgeführt. Die Transmission der Probe ohne Einflüsse der Magnetfeldabhängigkeit des Detektors ergibt sich zu $D(B)/D_0(B)$.

Im Gegensatz zu Photoleitfähigkeitsmessungen ist bei Transmissionsmessungen kein entsprechender bolometrischer Effekt zu erwarten, der das ZR-Signal überdecken könnte. Denn das Signal $D(B)/D_0(B)$ beinhaltet keine Informationen über den unbeleuchteten Zustand (während bei Photoleitfähigkeitsmessungen die Differenz zwischen beleuchtetem (System erwärmt) und unbeleuchtetem (Temperatur auf Grundniveau) Zustand betrachtet wird).

Das Ergebnis der Transmissionsmessung für den Wafer Q2022 bei zwei verschiedenen Photonenenergien ist in Abbildung 4.28 zu sehen. Die Kurven werden durch Lorentz-Funktionen angepasst, um die genaue Position der ZR zu bestimmen. Daraus ergibt sich mit der Zyklotronbedingung $\omega_c = eB/m_c$ die Zyklotronmasse $m_c = 0.026m_e$ als Mittelwert beider Messungen. Dieses Ergebnis stimmt näherungsweise mit dem Wert $0.024m_e$ überein, den Becker für die Pro-

be Q1960H bei $B = 0$ ermittelt hat [Bec]. Für die folgenden Überlegungen und Rechnungen wird $m_c = 0.026m_e$ verwendet.

4.6.3 Spektrale Auflösung

Um die spektrale Auflösung zu bestimmen, wird die Photoleitfähigkeit als Funktion des Magnetfeldes und der Photonenenergie gemessen. Entsprechende Untersuchungen an GaAs/AlGaAs-Proben sind im Abschnitt 4.3 geschildert.

Für diese Messungen wird die Probe Q2022C verwendet. Diese Corbino-Probe liefert aufgrund der großen photoaktiven Fläche ein deutlich stärkeres Photosignal als die Proben Q2022H und Q1960H (beides kleine Hall-Bar-Proben, vergleiche Abbildung 3.2). Insgesamt lässt sich beobachten, dass die MCT-Proben ein wesentlich geringeres Photosignal als die GaAs/AlGaAs Proben liefern (etwa um den Faktor 10 kleiner bei vergleichbaren Corbino-Proben). Deshalb mussten einige Messungen an den MCT-Systemen nahe der Auflösungsgrenze des Messaufbaus durchgeführt werden. (Das Hauptproblem dabei sind die starken, durch das Lasersystem verursachten Störsignale (Größenordnung etwa 10 mV). In einer störungsarmen Umgebung könnten an QH-MCT-Detektoren hohe Empfindlichkeiten und Detektivitäten messbar sein. Dies wird jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht.)

In der Abbildung 4.29 ist das Photosignal der Probe Q2022C als Funktion des Magnetfeldes bei unterschiedlichen Photonenenergien E_{ph} dargestellt. Wie erwartet, zeigt das Photosignal Maxima am SdH-Minimum. Darüber hinaus ist deutlich die Abhängigkeit des Photosignals von E_{ph} zu erkennen: Das Maximum ist umso stärker, je besser die ZR-Bedingung erfüllt ist. Das gleiche Resultat ist in Abbildung 4.30 in einer anderen Weise dargestellt: Die Stärke des Photosignals ist farblich dargestellt als Funktion von B und E_{ph} . In dieser Darstellung zeigt sich gut der Einfluss von E_{ph} auf die Lage der (durch SdH-Minima bedingten) Maxima des Photosignals. Das Maximum bei höherem Magnetfeld ($B = 2.3 \text{ T}$) ist zur höherer Photonenenergie verschoben. Somit folgt das Messergebnis auch etwa der berechneten ZR-Linie in Abbildung 4.30.

Um die für einen Detektor interessierende Größe der spektralen Auflösung abzuschätzen, wurde das Photosignal bei $B = 1.85 \text{ T}$ (Photosignalmaximum bei $\nu = 10$) als Funktion der Photonenenergie dargestellt, wie in der Abbildung 4.31 zu sehen. Zur Bestimmung der vollen Breite bei halber Höhe des Peaks Γ wird eine Lorentz-Funktion (vergleiche Gleichung (4.5)) angepasst. Es sei darauf hingewiesen, dass die Lorentz-Funktion nicht das komplizierte Zusammenspiel des bolometrischen und des ZR-Photosignals beschreiben kann. Deshalb gelingt die Anpassung der Daten nur näherungsweise, ermöglicht aber zumindest eine Abschätzung der spektralen Auflösung.

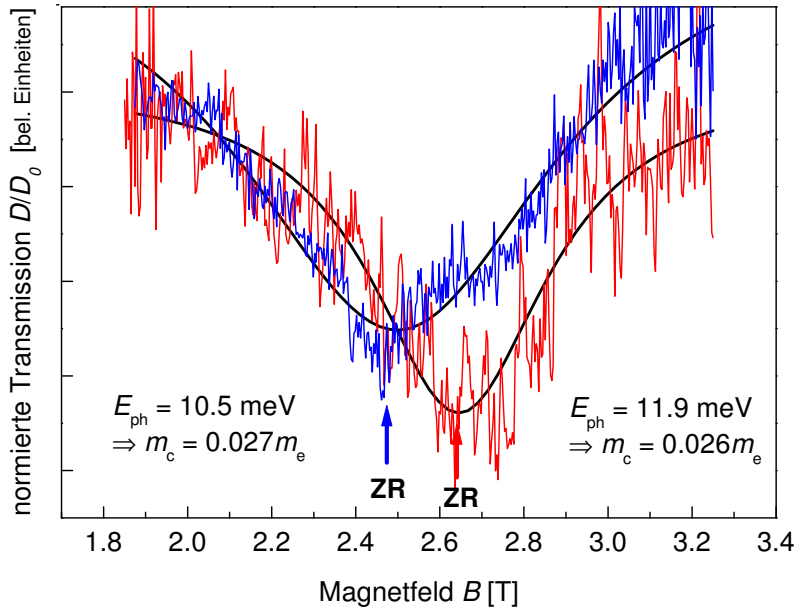


Abbildung 4.28: Normierte THz-Transmission des Wafers Q2022 bei zwei verschiedenen Photonenenergien als Funktion des Magnetfeldes. Als Detektor dient ein p -Ge Kristall. Die ZR-Peaks sind jeweils durch Lorentz-Funktionen angepasst.

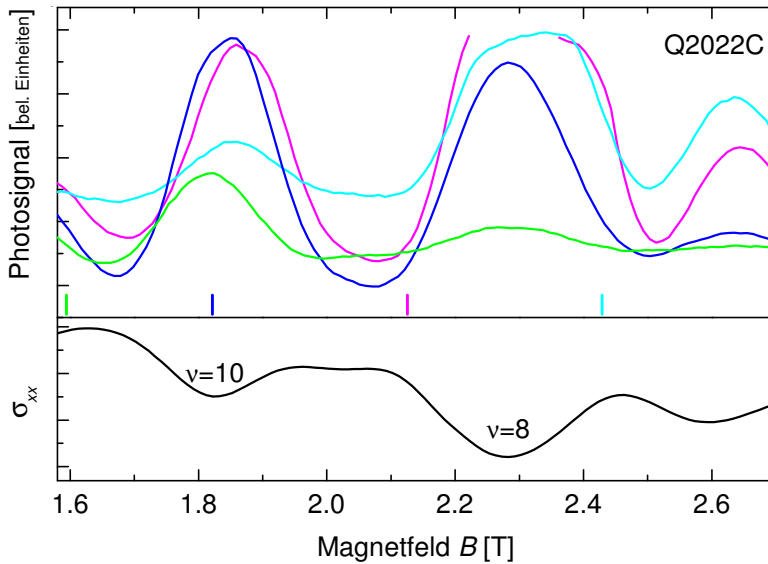


Abbildung 4.29: Längsleitfähigkeit (unten) und Photosignal (oben) der Probe Q2022C gemessen als Funktion des Magnetfeldes. Dies ist für mehrere verschiedene Photonenenergien (berechnete Positionen der ZR durch kurze vertikale Striche markiert, deren Farbe der jeweiligen Photosignal-Kurve entspricht) gezeigt. (Die rötliche Kurve ist unterbrochen, weil ein so hohes Photosignal erreicht wurde, dass der eingestellte Messbereich überschritten wurde.)

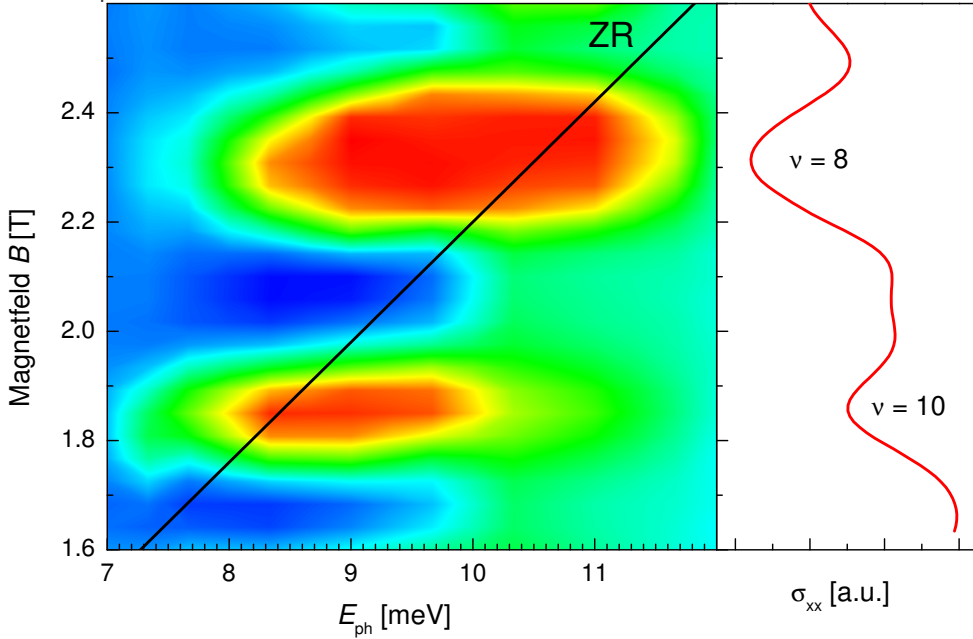


Abbildung 4.30: Photosignal als Funktion des Magnetfeldes und der Photonenenergie der Probe Q2022C. Die Stärke des Photosignals ist durch Farben dargestellt (blau symbolisiert geringes und rot großes Photosignal, die Flächen zwischen den Messpunkten sind interpoliert). Es sind teilweise die gleichen Messdaten, wie in Abbildung 4.29 dargestellt. Die schwarze Gerade (berechnet) markiert die Position der ZR. Rechts neben der Farbdarstellung ist die Transport-Kurve (σ_{xx} als Funktion von B) gezeigt, um die Zuordnung der Messdaten zu vereinfachen.

Es ergibt sich eine spektrale Auflösung von $\Gamma \approx 4.6$ meV. Daraus folgt $\Gamma/E_{ph} \approx 0.6$. Dieses Ergebnis wurde wohlgermerkt an einem SdH-Minimum erzielt (System nicht im QH-Regime). Die Probe Q2022C zeigt QH-Plateaus erst bei höheren Magnetfeldern (das 2. Plateau bei ca. 4.5T). Bei solch hohen Magnetfeldern ist jedoch kein Einfluss von E_{ph} auf das Photosignal auflösbar, denn die ZR-Position liegt für die verwendeten Photonenenergien bei kleineren Magnetfeldern. Für Anwendungen wären MCT-Systeme interessant, die bei kleinen Magnetfeldern von ca. 2 T (für ZR bei ca. 10 meV) den QH-Effekt zeigen. Solche Proben sind wegen der vergleichsweise größeren Landau-Aufspaltung in MCT-Systemen realisierbar, standen mir jedoch nicht zur Verfügung. Im Vergleich zu GaAs/AlGaAs-Systemen (vergleiche Abschnitt 4.3.3) ist die hier ermittelte spektrale Auflösung geringer. Dies wird wahrscheinlich vor allem durch die schlechtere Beweglichkeit verursacht, die eine ZR-Absorption großer Linienbreite verursacht. Die ZR-Absorption ist mit mehreren Oszillationen, die den SdH-Oszillationen entsprechen, überlagert (Ando-Oszillationen [And75]).

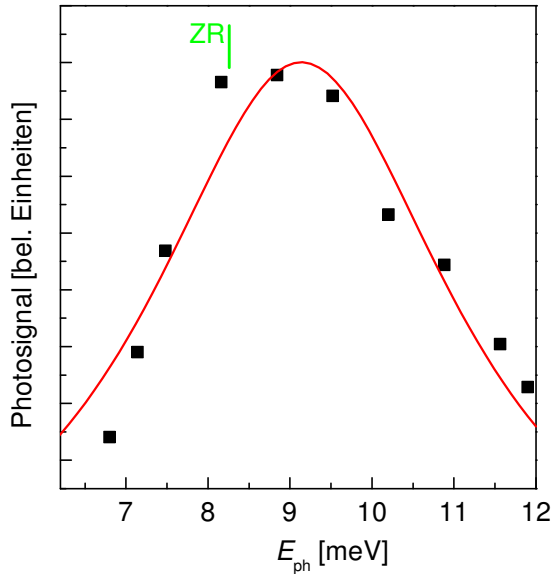


Abbildung 4.31: Spektrale Auflösung der Probe Q2022C: Dargestellt ist das Photosignal als Funktion der Photonenenergie bei $B = 1.85$ T. Die Daten ergeben sich aus einem Schnitt des Bildes 4.30. Um die spektrale Auflösung Γ abzuschätzen, werden die Messdaten durch eine Lorentz-Funktion angepasst. Die ZR-Position ist markiert (berechnet unter Annahme $m_c = 0.026m_e$).

4.6.4 Zeitaufgelöstes Photosignal

Neben der spektralen Auflösung ist das dynamische Verhalten des Photosignals von Interesse. Wie bei den GaAs-Proben wird dazu das System mit Laserimpulsen kurzer Umschaltdauer angeregt (vergleiche Abschnitt 4.5). Die Abbildung 4.32 zeigt das Photosignal der Probe Q2022C als Funktion der Zeit. Das Photosignal ist relativ klein. Deshalb treten die Störsignale stark hervor (ohne die starken Störungen wäre ein Verlauf vergleichbar mit einer Kurve in Abbildung 4.22B zu erwarten; die Störsignale sind durch elektromagnetische Kopplung zwischen Laser- und Detektor-Schaltkreis bedingt). Die Messung ist an einem Maximum des Photosignals an der Position eines SdH-Minimums durchgeführt. Eine Messung in der Nähe eines QH-Plateaus war wegen des zu geringen Photosignals nicht möglich.

Eine genaue Bestimmung der Relaxationszeit τ_{ab} lassen die Messdaten nicht zu. Es kann lediglich etwa $\tau_{ab} < 100$ ns abgeschätzt werden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass erste Photoleitfähigkeitsmessungen an MCT-QH-Proben gelungen sind. Das Photosignal wird vom bolometrischen Effekt dominiert. Der ZR-Effekt tritt ebenfalls auf. Analog zu den GaAs/AlGaAs-

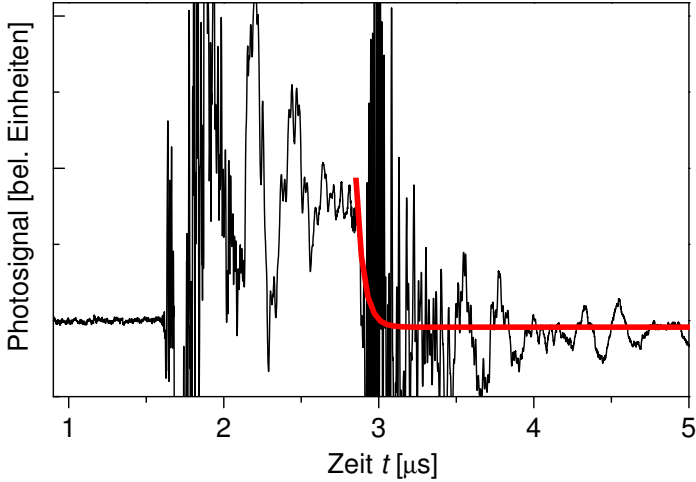


Abbildung 4.32: Photosignal der Probe Q2022C als Funktion der Zeit bei $V_{SD} = 1.5 \text{ V}$, $B = 2.27 \text{ T}$ und $E_{ph} = 9.5 \text{ meV}$ (gezeigt ist die Differenz aus zwei Messungen mit und ohne Probenspannung, vergleiche Abschnitt 4.5). Es wird die Schaltung nach Abbildung 3.11 mit $R_t = 50 \Omega$ und $R_s = 1 \text{ k}\Omega$ verwendet. Durch den geringen seriellen Widerstand ist das Photosignal klein, und die Störungen treten stark hervor. Die rote Kurve zeigt einen exponentiellen Verlauf mit $\tau_{ab} = 50 \text{ ns}$.

Systemen konnten spektral und zeitlich aufgelöste Messungen durchgeführt werden (im SdH-Regime).

4.7 Anwendungspotential von QH-Detektoren

Während zur Erzeugung von THz-Strahlung mittlerweile viele Emittoren bekannt sind, die teilweise recht leistungsstark sind, ist der Mangel auf Seiten der THz-Detektoren relativ groß (vergleiche Kapitel 2). Zum einen ist die Zahl der brauchbaren Detektor-Konzepte kleiner, zum anderen sind sie teilweise für viele Anwendungen nicht genügend empfindlich und zu langsam. Im Folgenden sollen das Potential und die Anwendungsmöglichkeiten von QH-Detektoren dargestellt werden.

QH-Detektoren basieren auf dem Übergang zwischen dem QH- und dem dissipativen Zustand. Diese Tatsache ermöglicht wie bei supraleitenden Bolometern hochempfindliche Detektoren. In der Vergangenheit hat die Gruppe um Komiyama gezeigt, dass QH-Detektoren eine Empfindlichkeit R_{Det} von rund 10^8 V/W und eine relative Detektivität $D^+ = 10^{14} \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ erreichen können [Hir01, Kaw01, Kaw02]. Gewöhnliche Halbleiter-Bolometer erreichen nur $R_{Det} \approx 10^5 \text{ V/W}$ und $D^+ \approx 10^{13} \sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$ (supraleitende Bolometer und

Heiße-Elektronen-Bolometer erreichen $D^+ \approx 10^{20} \sqrt{\text{Hz}/\text{W}}$ [Sie02]. (Alle genannten Werte beziehen sich auf eine Arbeitstemperatur von rund 5 K, siehe Anhang A.1 zur Erläuterung der Einheiten.)

Neben der *hohen Empfindlichkeit* bieten QH-Detektoren weitere Vorteile: Wie auch in der vorliegenden Arbeit gezeigt, können QH-Detektoren *schnelle Reaktionszeiten* bis hinunter zu 10 ns erreichen. Außerdem sind sie *spektral selektiv und spektral einstellbar*. Vorteilhaft ist auch die Möglichkeit der Integrierbarkeit. So sind mehrere QH-Detektoren und die Ausleseelektronik auf einem einzigen Chip denkbar. Eine zweidimensionale periodische Anordnung von QH-Detektoren könnte eine direkte THz-Bilderfassung ermöglichen.

Nachteilig ist, dass die Verwendung von QH-Detektoren relativ aufwendig ist, weil man tiefe Temperaturen und hohe Magnetfelder benötigt. Wie bei allen hochempfindlichen THz-Detektoren ist eine Kühlung nötig. QH-Detektoren müssen auf rund 5 K gekühlt werden. Die Kühlung kann durch flüssiges He oder durch Elektrokühler erfolgen. Für GaAs/AlGaAs-Systeme sind Magnetfelder von rund 5 T erforderlich. Kleinere Magnetfelder sind für MCT-Systeme, zu denen erste Messungen in der vorliegenden Arbeit vorgestellt wurden, ausreichend. Bei MCT-Systemen ist eine Verwendung von Permanentmagneten zur Erzeugung des Magnetfeldes denkbar (NdFeB Permanentmagnete besitzen ein Remanenzfeld von ca. 1.5 T [Fuc01]). So könnte die aufwendige Verwendung von supraleitenden Magneten vermieden werden.

Eine wichtige zukünftige Anwendung der THz-Technik scheint die Durchleuchtung von Objekten für die Sicherheitstechnik und für die Materialprüfung zu werden. Bei dieser Anwendung kann jedoch eine geringe Detektorempfindlichkeit durch entsprechend starke Emitter kompensiert werden. Deshalb werden sich hier vermutlich weniger aufwendige Detektoren durchsetzen.

Wesentlich mehr Potential haben QH-Detektoren bei Anwendungen, die auf eine hohe Empfindlichkeit angewiesen sind, sowie bei Spezialanwendungen im Bereich der Forschung. Ein Beispiel wäre die Astronomie, bei der QH-Detektoren zur Himmelsbeobachtung eingesetzt werden könnten. Ein anderes Beispiel ist die Verwendung in einem THz-Rastermikroskop. Letzteres wird bereits im Labor eingesetzt [Iku03]. Da momentan das Interesse an der THz-Technologie massiv zunimmt, sind in Zukunft die Weiterentwicklung und auch der kommerzielle Einsatz der QH-Detektoren durchaus denkbar.

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der experimentellen Untersuchung der Terahertz-Photoleitung in Systemen unter Quanten-Hall-(QH)-Bedingungen. Diese Untersuchungen sind einerseits interessant im Hinblick auf eine potentielle Anwendung von QH-Systemen als leistungsfähige THz-Detektoren. Andererseits werden grundlagenorientierte Fragen zur Photoleitung in QH-Systemen behandelt.

Als THz-Strahlungsquelle wurde ein p -Ge-Lasersystem genutzt, das im Frequenzbereich von 1.6 THz bis 2.9 THz einstellbar ist, dies entspricht Photonenenergien von rund 7 meV bis 12 meV. Für zeitaufgelöste Messungen der Photoleitfähigkeit wurde eine neu aufgebaute Hochspannungsimpulsquelle zur Versorgung des p -Ge-Lasers verwendet. Mit diesem System können Laserimpulse variabler Länge mit einer Ausschaltzeit $\tau_{\text{aus}} \leq 20$ ns generiert werden. Als weitere THz-Quelle kam ein thermischer Strahler zum Einsatz. Bei der Verwendung des thermischen Strahlers wurde Lock-in-Technik zur Erfassung des Signals eingesetzt. Die Messungen des Photosignals wurden bei tiefer Temperatur $T = 4$ K und hohem Magnetfeld $0 \leq B \leq 8$ T durchgeführt. Es wurde eine Reihe verschiedener Proben untersucht. Die Mehrzahl der Messungen wurde an GaAs/AlGaAs-Heterostruktur-Proben durchgeführt. Zusätzlich wurden HgTe/HgCdTe-Heterostruktur-Proben untersucht. Bei den GaAs/AlGaAs-Proben bildet sich am Heteroübergang ein zweidimensionales Elektronengas aufgrund der Lokalisierung durch einen näherungsweise dreieckigen Potentialtopf. Im Gegensatz dazu wird bei den HgTe/HgCdTe-Proben die Dimensionsreduzierung durch einen näherungsweise rechteckigen, 12 nm breiten Potentialtopf bewirkt. Für die Leitfähigkeitsmessungen wurden die Proben photolithographisch strukturiert und mit Kontakten versehen. Es wurden drei verschiedene Geometrien verwendet: die Hall-Bar-, die Mäander- und die kreisrunde Corbino-Geometrie.

Die photoinduzierte Änderung der Längsleitfähigkeit beziehungsweise des Längswiderstandes der Systeme wurde in Abhängigkeit verschiedener Parameter wie Magnetfeld, Photonenenergie und Ladungsträgerkonzentration (einstellbar durch eine Gate-Elektrode) untersucht. Einige Messungen wurden zeitaufgelöst durchgeführt.

Das Photosignal wird durch Überlagerung des Zyklotronresonanz- und des Bolometer-Effektes erklärt. Zyklotronresonanz (ZR) ist die resonante Anregung, bei der die Photonenenergie der Zyklotronenergie also dem energetischen Abstand zwischen den Landau-Niveaus entspricht. Durch die Absorption wird das Elektronensystem geheizt, was zu einer Änderung der Leitfähigkeit führen kann. Dieser Mechanismus wird Bolometer-Effekt genannt. Im QH-Zustand verschwindet die Längsleitfähigkeit des Systems. Durch THz-Einstrahlung kann ein Zusammenbruch des QH-Zustandes bewirkt werden, der in einer Änderung der Leitfähigkeit resultiert. Das maximale Photosignal wird unter ZR-Bedingungen bei oder in der Nähe eines ganzzahligen Füllfaktors (an den Flanken des QH-Plateaus) gemessen. Dieses generelle Verhalten konnte in allen Messungen bestätigt werden. Zusätzlich wurde ein Vergleich mit numerischen Rechnungen durchgeführt. Die Rechnungen basieren auf der durch eine selbstkonsistente Born-Approximations-Methode bestimmten dynamischen Leitfähigkeit und können die experimentellen Ergebnissen prinzipiell wiedergeben.

Die spektrale Auflösung als wichtige anwendungsrelevante Größe konnte aus magnetfeldabhängigen Messungen des Photosignals bestimmt werden. Das Photosignal wurde jeweils bei gleichem Füllfaktor registriert. Bei ZR ist das Photosignal am höchsten und verringert sich zu beiden Seiten der ZR. Die volle Breite bei halber Höhe dieses Peaks entspricht der spektralen Auflösung Γ . Die spektrale Auflösung einer Reihe GaAs/AlGaAs-Proben wurde gemessen. Den besten Wert von $\Gamma \approx 1 \text{ meV}$ bei $E_{\text{ph}} \approx 8 \text{ meV}$ erreicht eine Probe in Corbino-Geometrie, die durch eine mittlere Elektronenbeweglichkeit charakterisiert ist ($\mu = 50 \text{ m}^2/(\text{Vs})$).

Weiterhin wurden ausführliche zeitaufgelöste Messungen des Photosignals an GaAs/AlGaAs-Corbino-Proben durchgeführt. Insbesondere wurde die Relaxation des Systems beim Ausschalten der THz-Strahlung betrachtet. Die Messungen ergaben Abklingzeiten τ_{ab} des Photosignals von 10 ns bis über 200 ns, die von der Source-Drain-Spannung V_{SD} und der Elektronenbeweglichkeit μ abhängen. Diese Zeitskalen sind um Größenordnungen kürzer als die bisher publizierten Ergebnisse an Hall- und Mäander-Proben. Zum Vergleich der Ergebnisse $\tau_{\text{ab}}(V_{\text{SD}})$, werden τ_{ab} auf die Drude-Relaxationszeit $\tau_{\text{Drude}} = \mu m^*/e$ und V_{SD} auf die QH-Zusammenbruchsspannung V_c normiert. Nach der Normierung ergeben die Daten der beiden Proben geringer und mittlerer Elektronenbeweglichkeit ein ähnliches Bild: Mit steigender Spannung bis zur der Spannung V_c steigt $\tau_{\text{ab}}(V_{\text{SD}})/\tau_{\text{Drude}}$ an. Dieses Verhalten wird qualitativ mit einem zwei-Niveau-Modell erklärt, das das stationäre Gleichgewicht zwischen Anregungs- und Relaxationsprozessen betrachtet.

Ein Teil der Untersuchungen wurde an HgTe/HgCdTe-Systemen durchgeführt. Diese Studien sind besonders interessant, weil bisher keine Messungen der THz-Photoleitung an HgTe/HgCdTe-QH-Systemen publiziert waren. Der Nachweis

des Photosignals gelang an Proben in Hall- und Corbino-Geometrie. Ähnlich wie bei GaAs/AlGaAs-Systemen wird die Photoleitung von dem ZR- und dem Bolometer-Effekt bestimmt, jedoch ist das Photosignal vergleichsweise kleiner. Die Zyklotronmasse der Elektronen der untersuchten Proben beträgt $m_c = 0.026 m_e$. Dieser Wert wurde durch Absorptionsmessungen bestimmt und durch Photoleitungsmessungen bestätigt. Die Zyklotronmasse ist etwa um den Faktor 3 geringer als bei GaAs/AlGaAs-Systemen. Deshalb tritt die ZR bei etwa um 1/3 kleineren Magnetfeldern auf (etwa 2 T bei 9 meV).

Bereits eine lange Zeit wird die Anwendung von QH-Systemen als THz-Detektor diskutiert. In der Vergangenheit publizierte Studien zeigen, dass QH-Detektoren eine hohe Empfindlichkeit und Detektivität erreichen. Wie auch in der vorliegenden Arbeit gezeigt, ermöglichen QH-Detektoren schnelle Schaltzeiten und sind spektral selektiv und spektral einstellbar. Da momentan der Bedarf an THz-Technologie enorm wächst, scheint die kommerzielle Anwendung von QH-Detektoren in Zukunft durchaus möglich. Ein hohes Potential diesbezüglich besitzen HgTe/HgCdTe-Systeme, die statt mit aufwendigen supraleitenden Spulen mit Permanentmagneten betrieben werden könnten. Dafür ist noch weitere Forschungs- und Entwicklungsarbeit nötig. Beispielsweise müsste die maximal erreichbare Empfindlichkeit und Detektivität von HgTe/HgCdTe-QH-Detektoren untersucht werden.

Anhang

A.1 Größen zur Charakterisierung von Detektoren

Wichtige Größen zur Charakterisierung von Detektoren sind:

- **Die Empfindlichkeit**

Für die Empfindlichkeit gilt

$$R_{\text{Det}} = \frac{\Delta V_s}{\Delta P} \left[\frac{\text{V}}{\text{W}} \right] , \quad (\text{A.1})$$

wenn P die eintreffende Strahlungsleistung und V_s das von Detektor erzeugte Spannungssignal sind.

- **Die Detektivität**

Da V_s durch Verstärker (fast) beliebig verstärkt werden kann, ist die alleinige Angabe von R_{Det} unzureichend. Wichtig ist, welche minimale Strahlungsleistung P_{NEP} man detektieren kann. Diese entspricht der Rauschamplitude ohne eintreffende Strahlung (englisch: noise equivalent power, NEP).

Für die Detektivität gilt

$$D = \frac{1}{P_{\text{NEP}}} \left[\frac{1}{\text{W}} \right] . \quad (\text{A.2})$$

Die Rauschamplitude ist meist proportional zu $\sqrt{\Delta f}$ (vor allem bedingt durch das Johnson-Rauschen), wenn Δf die Rate ist, mit der der Detektor ausgelesen wird.

Deshalb ist es sinnvoll eine relative, auf Δf normierte Detektivität zu definieren:

$$D^+ = \frac{\sqrt{\Delta f}}{P_{\text{NEP}}} \left[\frac{\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}} \right] . \quad (\text{A.3})$$

Weiterhin ist die Rauschamplitude proportional zu \sqrt{A} , wenn A die Fläche des Detektors ist.

Es gilt für die relative, auf Δf und A normierte Detektivität

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{P_{\text{NEP}}} \left[\frac{\text{m}\sqrt{\text{Hz}}}{\text{W}} \right] . \quad (\text{A.4})$$

Für weitere Details sei auf die Literatur verwiesen (siehe beispielsweise [Kuz90]).

A.2 HgTe/HgCdTe-Heterostrukturen

Die in dieser Arbeit verwendeten quecksilberhaltigen Proben bestehen aus einer Schichtfolge der II-VI- Verbindungsmaterialien HgTe und HgCdTe. Diese Systeme besitzen bemerkenswerte Eigenschaften, von denen im Folgenden einige dargestellt werden.

Die Volumenmaterialien CdTe und HgTe kristallisieren in der Zinkblende-Struktur. Die Gitterkonstanten unterscheiden sich nur geringfügig (ca. 0.3%).

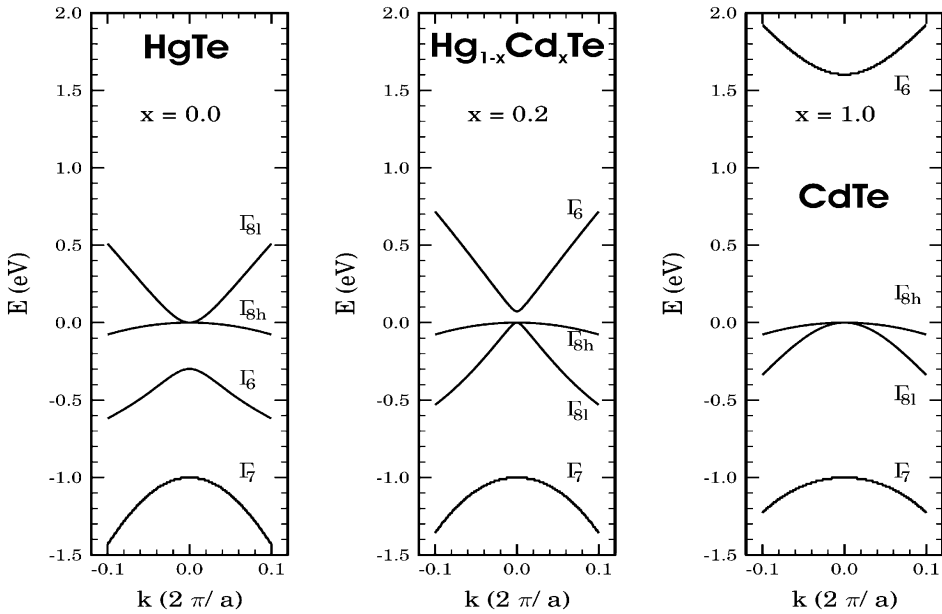


Abbildung A.1: Bandstruktur von HgTe, CdTe und des ternären Systems $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Das Band Γ_6 hat Elektronen-Charakter und die Bänder Γ_7 und Γ_8 haben Loch-Charakter. CdTe hat eine positive Bandlücke, während bei HgTe die Bandstruktur invertiert und die Bandlücke negativ ist. Die Abbildung ist der Arbeit [Gos98] entnommen.

Während CdTe ein Halbleiter mit einer Bandlücke von 1.6 eV ist, besitzt HgTe eine invertierte Bandstruktur mit einer negativen Bandlücke von -0.3 eV und ist somit ein Halbmetall. Beim ternären $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ lässt sich die Bandlücke über die Cd-Konzentration x einstellen. Bei $x \approx 0.2$ findet der Übergang zwischen Halbleiter und Halbmetall statt. Dieses Verhalten ist in Abbildung A.1 skizziert.

Bei HgTe/HgCdTe-Schichtstrukturen hängt die Bandlücke auch von den Dicken der Schichten ab. Die Abbildung A.2 zeigt dies für HgCdTe-HgTe-HgCdTe-Quantengrabenstrukturen. Sowohl für elektronenartige als auch für lochartige Bänder ergibt sich ein stark nicht-parabolischer Bandverlauf im k -Raum.

Für weitere Informationen zu HgTe/HgCdTe-Heterostrukturen sei auf die Arbeiten [PJ00, Zha01, Gos98, Ger97a, Bon06] verwiesen.

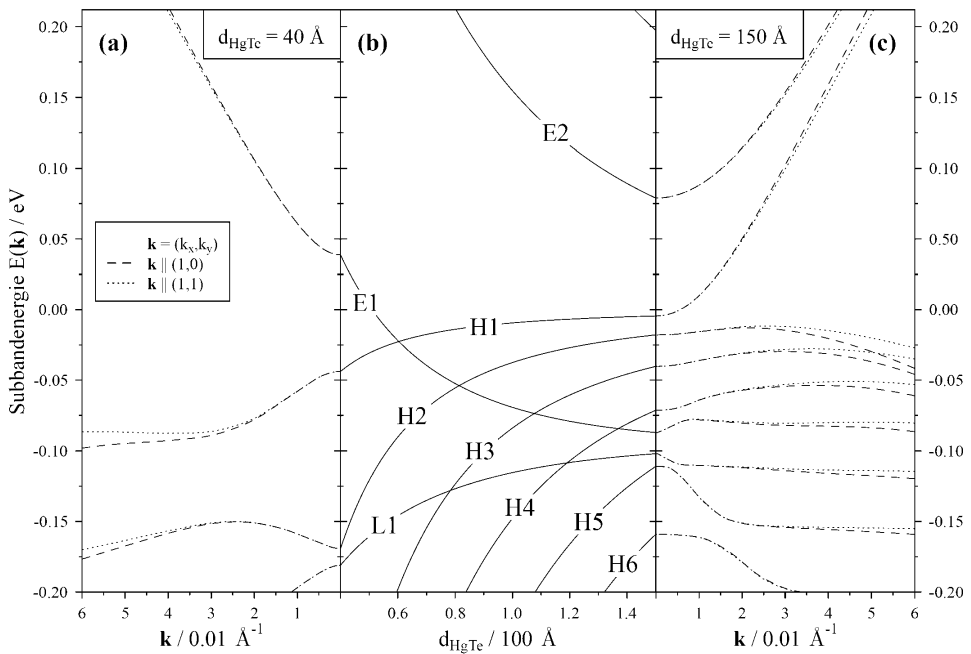


Abbildung A.2: Berechneter Subbandverlauf von HgCdTe-HgTe-HgCdTe-Quantengraben. Im mittleren Teil ist der Subbandverlauf als Funktion der Dicke d des Quantengrabens dargestellt. Mit E sind Bänder, die Elektronen-Charakter haben, und mit H und L sind Bänder, die Loch-Charakter haben, bezeichnet (H: schwer, L: leicht). Außerdem sind die Subbandverläufe als Funktion im k -Raum (Richtungen vergleiche Legende) gezeigt (Bildteile (a) und (c)). Die Abbildung ist der Arbeit [PJ00] entnommen.

A.3 Abschätzung der Temperatur des thermischen Strahlers

Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz gilt für die Strahlungsleistung eines schwarzen Strahlers [S79, Ger97b]:

$$P = \sigma AT^4 \quad (\text{A.5})$$

mit der Konstante $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Jm}^{-2}\text{K}^{-4}\text{s}^{-1}$, der Oberfläche des Strahlers A und Temperatur des Strahlers T .

Der benutzte Global wird elektrisch geheizt. Die Heizleistung ist $P = UI$ mit der Spannung U und dem Strom I . Näherungsweise lässt sich schreiben:

$$UI \approx \sigma AT^4 \quad (\text{A.6})$$

$$\Rightarrow T \approx \sqrt[4]{UI/(\sigma A)} \quad (\text{A.7})$$

Diese Beziehung gilt nur näherungsweise, weil (a) die elektrisch zugeführte Leistung nicht vollständig in Strahlung umgewandelt wird, denn ein Teil der Leistung wird durch Konvektion und Wärmeleitung abgeführt. Die reale Temperatur wäre damit kleiner. Andererseits (b) ist der Global kein idealer schwarzer Strahler. Die reale Temperatur wäre damit größer. Dabei wirken (a) und (b) entgegengesetzt. Auch deshalb erscheint die Näherung (A.7) hinreichend gut.

Für die Messungen in dieser Arbeit wurden Global-Ströme von ca. 6 bis 10 A verwendet. Damit ergeben sich Temperaturen im Bereich von ca. 600 bis 900 K, wie in Abbildung A.3 gezeigt.

A.4 Das Filter aus schwarzem Polyethylen

Abbildung A.4 zeigt das Transmissionsspektrum des Filters aus schwarzem Polyethylen. Das Filter wurde von der Firma Bruker Optik unter der Bezeichnung Blackpoly-Folien-Filter geliefert. Es zeigt im THz-Bereich eine fast vollständige Transmission, die zu höheren Photonenenergien relativ kontinuierlich abnimmt. Außerdem ist in der gleichen Abbildung die Strahlungsverteilung nach Planck eingezeichnet, wie sie die Global-Quelle näherungsweise emittiert. Man erkennt, dass das Filter einen großen Teil der ungewünschten höherenergetischen Strahlung herausfiltern kann. Die Planck'sche Strahlungsverteilung lautet [P00, Ger97b]:

$$I(E) \propto E^3 \frac{1}{e^{E/(k_B T)} - 1} \quad (\text{A.8})$$

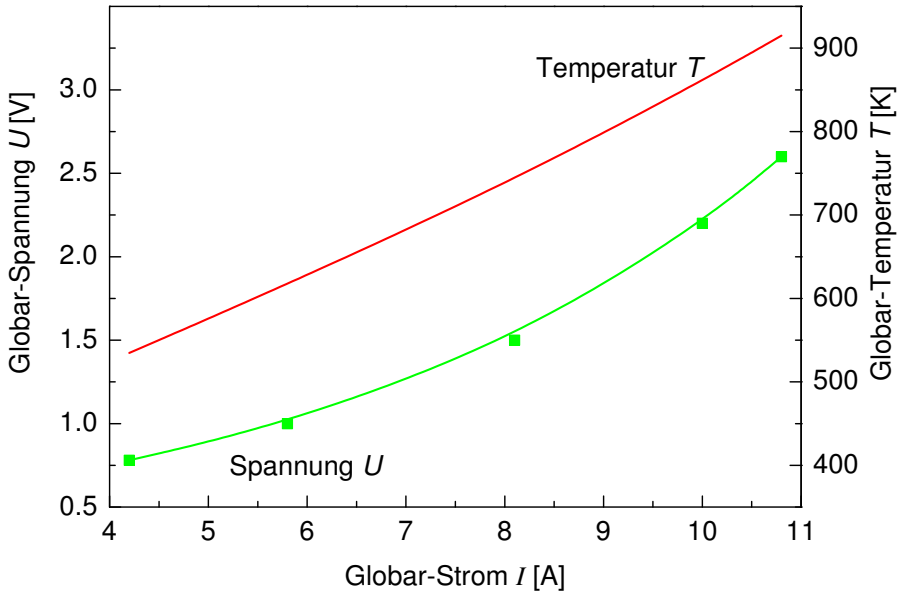


Abbildung A.3: Die gemessene Abhängigkeit der Global-Spannung vom Global-Strom und die daraus nach Formel A.7 berechnete Temperatur. Als Oberfläche wurde $A = \pi \cdot \text{Durchmesser} \cdot \text{Höhe} = \pi \cdot 5 \cdot 45 \text{ mm}^2$ angenommen.

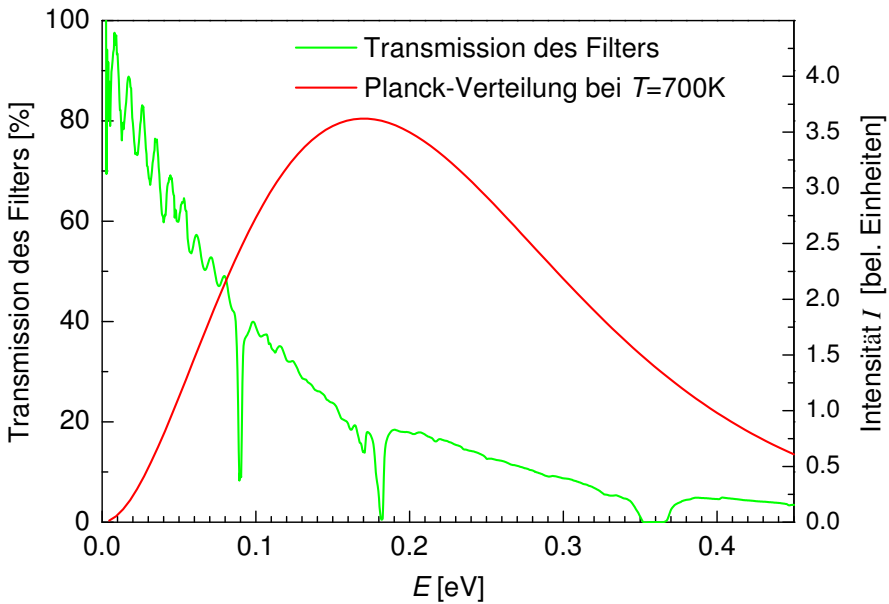


Abbildung A.4: Transmission des Filters aus schwarzem Polyethylen, gemessen mit einem Fourier-Spektrometer, und die Planck'sche Strahlungsverteilung bei $T = 700 \text{ K}$ als Funktion der Photonenenergie E . Die Oszillationen der Transmission werden durch Interferenz von mehrfach reflektierten Strahlen an Vorder- und Rückseite der Filter-Folie verursacht.

A.5 Liste der verwendeten Mess- und Versorgungsgeräte

Hersteller	Typ	Funktion
Keithley	220	Stromquelle für Probenstrom bis 100 mA, kleinste Schritte 500 fA, $\pm 0.05\%$ im μA -Bereich
Keithley	2000	digitales Multimeter für Spannungsmessung bis 1000 V, kleinste Schritte 100 mV, $\pm \leq 0.005\%$
Keithley	236	Strom- und Spannungsquelle für Probenstrom und Probenspannung bis 100 mA, kleinste Schritte 100 fA, $\pm 0.05\%$ im μA -Bereich bis 100 V, kleinste Schritte 100 μV , $\pm 0.04\%$
Keithley	2410	Strom- und Spannungsquelle für Gate-Spannung bis 1000V, kleinste Schritte 5 μV
Tektronix	TDS 3052	digitales Oszilloskop für Messungen mit dem Laser Bandbreite 500 MHz
Tektronix	TDS 220	digitales Oszilloskop für Messungen mit dem Laser Bandbreite 100 MHz
Perkin Elmer	5210	Lock-in-Verstärker für Messungen mit dem Globalar Bereiche: 100 nV bis 3 V
Scitec	300C	Chopper-Versorgung für Messungen mit dem Globalar
Leybold	521 30	Stromquelle zur Versorgung des Globalars bis 10 A
Eigenbau	Thyristor	Hochspannungs-Impulsquelle zur Versorgung des Lasers
Eigenbau	FET	Hochspannungs-Impulsquelle zur Versorgung des Lasers
Hewlett-Packard	3052	Impulsgenerator zur Ansteuerung der FET-Impulsquelle 10 ns bis 1 s Impulsbreite, 3.5 ns Schaltzeit

Literaturverzeichnis

- [Abs76] G. Abstreiter, J. P. Kotthaus, J. F. Koch, and G. Dorda, Phys. Rev. B **14**, 2480 (1976).
- [Ahl01] E. Ahlswede, P. Weitz, J. Weis, K. von Klitzing, and K. Eberl, Physica B **298**, 562 (2001).
- [Ahl02] E. Ahlswede, *Potential- und Stromverteilung beim Quanten-Hall-Effekt bestimmt mittels Rasterkraftmikroskopie*, Dissertation, Universität Stuttgart, 2002.
- [And75] T. Ando, J. Phys. Soc. Jap. **38**, 989 (1975).
- [And82a] T. Ando, J. Phys. Soc. Jap. **51**, 3893 (1982).
- [And82b] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
- [And84a] A. A. Andronov, A. M. Belyantsev, V. I. Gavrilenko, E. P. Dodin, Z. F. Krasil'nik, V. V. Nikonorov, and S. A. Pavlov, JETP Lett. **40**, 989 (1984).
- [And84b] A. A. Andronov, I. V. Zverev, V. A. Kozlov, Yu. N. Nozdrin, S. A. Pavlov, and V. N. Shastin, JETP Lett. **40**, 804 (1984).
- [And85] A. A. Andronov, A. M. Belyantsev, E. P. Dodin, V. I. Gavrilenko, Yu. L. Ivanov, V. A. Kozlov, Z. F. Krasil'nik, L. S. Mazov, A. V. Murav'jov, I. M. Nefedov, V. V. Nikanorov, Yu. N. Nozdrin, S. A. Pavlov, V. N. Shastin, V. A. Valov, and Yu. B. Vasil'ev, Physica B **134**, 210 (1985).
- [And01] B. A. Andreev, I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, A. L. Korotkov, A. N. Yablonskiy, O. Astafiev, Y. Kawano, and S. Komiyama, Semicond. Sci. Technol. **16**, 300 (2001).
- [Aok86] H. Aoki, Appl. Phys. Lett. **48**, 559 (1986).

- [Bec] Persönliche Mitteilung von Dr. Charles Becker, Universität Würzburg.
- [Beha] *Internet-Seite des Herstellers Behlke*, <http://www.behlke.de>.
- [Behb] *Datenblatt zum FET-Modul Behlke HTS 61-40*.
- [Behc] *Katalog des Herstellers Behlke*.
- [Bel72] R. J. Bell, *Introductory Fourier Transform Spectroscopy*, Academic Press Publishing, 1972.
- [Bli86] L. Blik, E. Braun, G. Hein, V. Klose, J. Niemeyer, G. Weimann, and W. Schlapp, *Semicond. Sci. Technol.* **1**, 110 (1986).
- [Blo28] F. Bloch, *Zeitschrift für Physik* **52**, 555 (1928).
- [Bon06] R. Bonk, *Photoleitung in Terahertz-Photodetektoren mit HgTe/HgCdTe-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2006.
- [Brü04] E. Bründermann, *Widely Tunable Far Infrared Hot Hole Semiconductor Lasers*, Chapter 6 in the book *Long-wavelength Infrared Semiconductor Lasers*, edited by H. K. Choi, John Wiley and Sons Publishing, 2004.
- [Büt88] M. Büttiker, *Phys. Rev. B* **38**, 9375 (1988).
- [Buc94] W. Buckel, *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*, VCH Verlagsgesellschaft, 1994.
- [Che92] J. Chen, C. H. Yang, R. A. Wilson, and M. J. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2113 (1992).
- [Chk92] D. B. Chklovskii, B. I. Shklovskii, and L. I. Glazman, *Phys. Rev. B* **46**, 4026 (1992).
- [Cho86] M. J. Chou, D. C. Tsui, and A. J. Cho, *Proceedings of the 18th International Conference on Physics of Semiconductors*, 437 (1986).
- [Cle02] D. Clery, *News message in Science* **297**, 763 (2002).
- [Dav98] J.H. Davies, *The Physics of low-dimensional Semiconductors: An Introduction*, Cambridge University Press, 1998.
- [Dru00] P. Drude, *Annalen d. Physik* **1**, 588 (1900).

- [Eav86] L. Eaves and F. W. Sheard, *Semicond. Sci. Technol.* **1**, 346 (1986).
- [Ebe83] G. Ebert, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, *J. Phys. C* **16**, 5441 (1983).
- [EM95] *Encyclopedia of Microcomputers*, Dekker Publishing, 1995.
- [Ens89] K. Ensslin, *Ferninfrarot-Spektroskopie und Transportmessungen an AlGaAs/GaAs Heterostrukturen mit abstimmbarer Elektronendichte*, Dissertation, Universität Stuttgart, 1989.
- [Ero01] I. V. Erofeeva, V. I. Gavrilenko, and S. Komiyama, *Nanotechnology* **12**, 453 (2001).
- [Fed05] J. F. Federici, B. Schulkin, F. Huang, D. Gary, R. Barat, F. Oliveira, and D. Zimdars, *Semicond. Sci. Technol.* **20**, S266 (2005).
- [Fer02] B. Ferguson and Xi-Cheng Zhang, *Nature Materials* **1**, 26 (2002).
- [Fin39] J. C. Findlay, A. Pitt, H. Grayson Smith, and J. O. Wilhelm, *Phys. Rev.* **56**, 122 (1939).
- [Fra04] S. Franssila, *Introduction to Microfabrication*, John Wiley and Sons Publishing, 2004.
- [Fuc01] G. Fuchs and G. Krabbes, *Physikalische Blätter* **57**, 61 (2001).
- [Ger97a] J. Gerschütz, *Magnetotransportuntersuchungen an II-VI-Halbleiter-Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Würzburg, 1997.
- [Ger97b] C. Gerthsen, H. Vogel, *Gerthsen Physik*, Springer Verlag, 1997.
- [Gor83] E. Gornik and A. A. Andronov (eds.), *Special Issue on FIR Semiconductor Lasers* of *Opt. Quantum Electron.* **23**, 111, (1983).
- [Gor85] E. Gornik, R. Lassnig, G. Strasser, H. L. Störmer, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1820 (1985).
- [Gor91] E. Gornik, K. Unterrainer, and C. Kremser, *Opt. Quantum Electron.* **23**, 267 (1991).
- [Gor95] E. Gornik, V. Roskopf, and W. Heiss, *Infrared Phys. Technol.* **36**, 113 (1995).
- [Gos98] F. Goschenhofer, *Herstellung und Charakterisierung n-dotierter (HgCd)Te-Epitaxieschichten und Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Würzburg, 1998.

- [Gul04] J. M. Guldbakke, *Systemabschätzung für Terahertz-Kommunikationssysteme*, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2004.
- [Güv02] K. Güven, R. R. Gerhards, I. I. Kaya, B. E. Sağol, and G. Nachtwei, *Phys. Rev. B* **65**, 155316 (2002).
- [Hal79] E. Hall, *Amer. Jour. Math.* **2**, 287 (1879).
- [Hal79] E. E. Haller, M. R. Hueschen, and P. L. Richards, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 495 (1979).
- [Her96] M.A. Hermann and H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy*, Springer Verlag, 1996.
- [Hir01] K. Hirakawa, K. Yamanaka, Y. Kawaguchi, M. Endo, M. Saeki, and S. Komiyama, *Phys. Rev. B* **63**, 085320 (2001).
- [Hir03] A. Hirsch, *Messungen zur Fotoleitung im Fern-Infrarot an GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen in quantisierenden Magnetfeldern*, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2003.
- [Hor84] R. E. Horstmann, E. J. v. d. Broeck, J. Wolter, R. W. van der Heijden, G. L. J. A. Rikken, P. M. Frijlink H. Sigg, J. Maluenda, and J. Hallais, *Solid State Commun.* **50**, 753 (1984).
- [Hu95] B. B. Hu and M. C. Nuss, *Opt. Lett.* **20**, 1716 (1995).
- [Iku03] K. Ikushima, H. Sakuma, and S. Komiyama, *Rev. of Sci. Instruments* **74**, 4209 (2003).
- [Iva83] Yu. L. Ivanov and Yu. B. Vasilyev, *Sov. Tech. Phys. Lett.* **9**, 264 (1983).
- [Joh03] M. Johnson, *Photodetection and Measurement*, Mc Graw-Hill Publishing, 2003.
- [Kal02a] N. G. Kalugin, G. Nachtwei, Yu. B. Vasilyev, S. D. Suchalkin, and K. Eberl, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 382–384 (2002).
- [Kal02b] N. G. Kalugin, Yu. B. Vasilyev, S. D. Suchalkin, G. Nachtwei, B. E. Sağol, and K. Eberl, *Phys. Rev. B* **66**, 085308 (2002).
- [Kal03] N. G. Kalugin, B. E. Sağol, A. Buß, A. Hirsch, C. Stellmach, G. Hein, and G. Nachtwei, *Phys. Rev. B* **68**, 125313 (2003).

- [Kaw99] Y. Kawano, Y. Hisanaga, and S. Komiyama, Phys. Rev. B **59**, 12537 (1999).
- [Kaw01] Y. Kawano, Y. Hisanaga, H. Takenouchi, and S. Komiyama, J. Appl. Phys. **89**, 4037 (2001).
- [Kaw02] Y. Kawaguchi, K. Hirakawa, M. Saeki, K. Yamanaka, and S. Komiyama, Appl. Phys. Lett. **80**, 136 (2002).
- [Kay98] I. I. Kaya, G. Nachtwei, K. von Klitzing, and K. Eberl, Phys. Rev. B **58**, R7536 (1998).
- [Köh02] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A., Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi, Nature **417**, 156 (2002).
- [Kit99] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, 1999.
- [Kna02] W. Knap, Y. Deng, S. Rumyantsev, and M. S. Shur, Appl. Phys. Lett. **81**, 4637 (2002).
- [Kna04] W. Knap, J. Lusakowski, T. Parenty, S. Bollaret, A. Cappy, and V. Popov, Appl. Phys. Lett. **84**, 2331 (2004).
- [Koc04] M. Koch, L. Beckmann, F. Rutz, P. Knobloch, T. Kleine-Ostmann, K. Pierz, G. Hein, and B. Güttler, VDI-Berichte **1844**, 11 (2004).
- [Kom85] S. Komiyama, T. Takamasu, S. Hiyamizu, and S. Sasa, Solid State Commun. **54**, 479 (1985).
- [Kom00] S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, H. Hirai, and T. Kutsuwa, Nature **403**, 405 (2000).
- [Kop93] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, Teubner Verlag, 1993.
- [Kra99] A. Krabbe, R. Titz, and H.-P. Röser, Sterne und Weltall **12**, 1052 (1999).
- [Kuz90] H. Kuzmany, *Festkörperspektroskopie*, Springer Verlag, 1990.
- [Laba] *Internet-Seite des Herstellers National Instruments*, <http://www.ni.com/labview>.
- [Labb] *LabVIEW User Manual*, National Instruments, 2000.

- [Lan79] D. V. Lang, R. A. Logan, and M. Jaros, Phys. Rev. B **19**, 1015 (1979).
- [Lei00] D. T. Leisawitz, W. C. Danchi, M. J. DiPirro, L. D. Feinberg, D. Y. Gezari, M. Hagopian, W. D. Langer, J. C. Mather, S. H. Moseley, M. Shao, R. F. Silverberg, J. G. Staguhn, M. R. Swain, H. W. Yorke, and X. Zhang, Proceedings of SPIE, München **4013**, 29 (2000).
- [Lex69] *Das große Duden-Lexikon*, Bibliographisches Institut, 1969.
- [Löf06] J. O. Löffken, Nachricht im Physik Journal **5**, 14 (2006).
- [Lo91] Ikai Lo, W. C. Mitchel, R. E. Perrin, R. L. Messham, and M. Y. Yen, Phys. Rev. B **43**, 11787 (1991).
- [Loc] *Instruction Manual, Lock-in Amplifier, Model 5210, Perkin Elmer Corporation*, 2000.
- [Lud87] F. Ludwig, *Magneto-optische Untersuchungen an InSb-Bikristallen*, Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, 1987.
- [Maa82] J. C. Maan, Th. Englert, D. C. Tsui, and A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **40**, 609 (1982).
- [Mac03] T. Machida, T. Yamazaki, K. Ikushima, and S. Komiyama, Appl. Phys. Lett. **82**, 409 (2003).
- [Mah05] L. Mahler, A. Tredicucci, R. Köhler, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, and D. A. Ritchie, Appl. Phys. Lett. **87**, 181101 (2005).
- [Man02] R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Johnson, and V. Umansky, Nature **420**, 646 (2002).
- [Mat] *Mathematica, Computeralgebrasystem*, Wolfram Research, Inc., Version 4.2, 2002.
- [Moo65] G. Moore, Electronics **38**, number 8 (1965).
- [Nac99] G. Nachtwei, Physica E **4**, 79 (1999).
- [Nac02] G. Nachtwei, *Quanteneffekte in niederdimensionalen Systemen*, Skript zur Vorlesung, Technische Universität Braunschweig, 2002.
- [Nac03] G. Nachtwei, N. G. Kalugin, B. E. Sağol, Ch. Stellmach, and G. Hein, Appl. Phys. Lett. **82**, 2068 (2003).

- [Nak89] T. Nakazato, M. Oyamada, N. Niimura, S. Urasawa, O. Konno, A. Kagaya, R. Kato, T. Kamiyama, Y. Torizuka, T. Nanba, Y. Kondo, Y. Shibata, K. Ishi, T. Ohsaka, and M. Ikezawa, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1245–1248 (1989).
- [Nep79] F. Neppl, J. P. Kotthaus, and F. Koch, *Phys. Rev. B* **19**, 5240 (1979).
- [Nüh02] D. Nührmann, *Das große Werkbuch Elektronik*, Band 4, Franzis Verlag, 2002.
- [Oxf] *Operator's Handbook*, Oxford Instruments, 1994, 2003.
- [P00] M. Planck, DPG Verhandlungen, **2**, 202 (1900) und *Annalen d. Physik*, **4**, 553 (1901).
- [Pfe96] T. Pfeifer, H. M. Heiliger, T. Löffler, C. Ohlhoff, C. Meyer, G. Lüpke, H. G. Roskos, and H. Kurz, *IEEE J. Selected Topics Quant. Elec.* **2**, 586 (1996).
- [PJ00] A. Pfeuffer-Jeschke, *Bandstruktur und Landau-Niveaus quecksilberhaltiger II-VI-Heterostrukturen*, Dissertation, Universität Würzburg, 2000.
- [Qui89] T. J. Quinn, *Metrologia* **26**, 69 (1989).
- [Ric86] P. L. Richards, *J. Appl. Phys.* **76**, 1 (1986).
- [Rug91] I. Ruge and H. Mader, *Halbleitertechnologie*, Springer Verlag, 1991.
- [S79] J. Stefan, *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften*, Wien, **79**, 391 (1879) und L. Boltzmann, *Annalen d. Physik u. Chemie*, **22**, 291 (1884).
- [Sağ03] B. E. Sağol, *Space and Time-Resolved Measurements at the Breakdown of the Quantum Hall Effect*, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, 2003.
- [Sch30] L. Schubnikow and W. J. de Haas, *Leiden Communications*, 207a, c, d, 210a, b (1930).
- [Sch99] J. Schoenes, *Festkörperoptik*, Skript zur Vorlesung, Technische Universität Braunschweig, 1999.
- [See04] K. Seeger, *Semiconductor Physics*, Springer Verlag, 2004.

- [Sek05] N. Sekine and K. Hirakawa, Phys. Rev. Lett. **94**, 57408 (2005).
- [She64] H. Shenker, W. J. Moore, and E. M. Swiggard, J. Appl. Phys. **35**, 2965 (1964).
- [Sid04] A. Siddiki and R. R. Gerhardts, Phys. Rev. B **70**, 195335 (2004).
- [Sie02] P. H. Siegel, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **50**, 910 (2002).
- [Sim05] B. Simovic, C. Ellenberger, K. Ensslin, H.-P. Tranitz, and W. Wegscheider, Phys. Rev. B **71**, 233303 (2005).
- [Ste] C. Stellmach, Animationsprogramm zum Quantentransport für MS-Windows, <http://www.iap.tu-bs.de/Forschung/quantentransport/sonstiges/programme.html>.
- [Ste83] D. Stein, *Photoleitfähigkeitsmessungen an GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Technische Universität München, 1983.
- [Ste84] D. Stein, G. Ebert, K. von Klitzing, and G. Weimann, Surf. Sci. **142**, 406 (1984).
- [Ste01] C. Stellmach, *Fourierspektroskopie an $U_x\text{La}_{1-x}\text{S}$ Systemen*, Diplomarbeit, Technische Universität Braunschweig, 2001.
- [Ste04] C. Stellmach, A. Hirsch, N. G. Kalugin, G. Hein, B. E. Sağol, and G. Nachtwei, Semicond. Sci. Technol. **19**, 454 (2004).
- [Sue94] Y. Suematsu and A.R. Adams, *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Chapman and Hall Publishing, 1994.
- [Tak86] T. Takamasu, S. Komiyama, S. Hiyamizu, and S. Sasa, Surf. Sci. **170**, 202 (1986).
- [Thi87] F. Thiele, U. Merkt, J. P. Kotthaus, G. Lommer, F. Malcher, U. Rössler, and G. Weimann, Solid State Commun. **62**, 841 (1987).
- [Tsu82] D. C. Tsui, H. L. Störmer, and A. C. Gossard, Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- [Ulr00] J. Ulrich, R. Zobl, W. Schrenk, G. Strasser, K. Unterrainer, and E. Gornik, Appl. Phys. Lett. **77**, 1928 (2000).
- [Vas] Persönliche Mitteilung von Gabriel Vasile, Universität Braunschweig.

- [Vas06] G. Vasile, R. R. Gerhardts, C. Stellmach, and G. Nachtwei, 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-28), 2006, Vienna, Austria, Poster TuA3n.14, proceedings in press.
- [vH05] G. von Helden, A. Fielicke, and G. Meijer, *Physik Journal* **4**, 39 (2005).
- [vK80] K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
- [vK86] K. von Klitzing, *Rev. of Mod. Phys.* **58**, 519 (1986).
- [vK05] K. von Klitzing, R. Gerhardts, and J. Weis, *Physik Journal* **4**, 37 (2005).
- [Wag01] T. Wagner, *Physik der Atmosphäre I, Strahlungsprozesse in der Atmosphäre*, Skript zur Vorlesung, Universität Heidelberg, 2001.
- [Wei00] P. Weitz, E. Ahlswede, J. Weis, K. von Klitzing, and K. Eberl, *Physica E* **6**, 247 (2000).
- [Wil02] G. P. Williams, *Rev. of Sci. Instruments* **73**, 1461 (2002).
- [Yos02] D. Yoshioka, *The Quantum Hall Effect*, Springer Verlag, 2002.
- [Zaw84] W. Zawadzki and R. Lassnig, *Surf. Sci.* **142**, 225 (1984).
- [Zen34] C. Zener, *Proc. R. Soc. London A* **145**, 523 (1934).
- [Zha01] X. Zhang, *Magnetotransport investigations of type III HgTe/HgCdTe single quantum wells*, Dissertation, Universität Würzburg, 2001.
- [Zud03] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 46807 (2003).
- [Zud06] M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K.W. West, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 236804 (2006).

Stichwortverzeichnis

- 2DEG, 12
- Beweglichkeit, 17, 69
- bildgebende Verfahren, 35
- Bolometer-Effekt, 30, 75
- Chopper, 54, 62
- Corbino-Geometrie, 46
- Datenübertragung, 35
- Detektivität, 111
- Detektoren, THz, 36
- Drude-Modell, 16
- dynamische Leitfähigkeit, 29, 30
- Emitter, THz, 38
- Empfindlichkeit, 111
- Epitaxie, 43
- FET-Impulsquelle, 63
- Fourier-Spektroskopie, 34
- Gate-Elektrode, 59, 73
- Globar, 38, 54, 73
- Hall-Bar-Geometrie, 18, 46
- Heiße-Elektronen-Modell, 27
- Helium, flüssig, 51
- Heterostruktur, 12, 43
- Hochspannungs-Impulsquelle, 62
- IEEE-488-Bus, 58
- inkompressible Streifen, 24
- kompressible Streifen, 24
- Kontakte, 50
- Kryotechnik, 51
- LabVIEW, 58
- Ladungsträgerkonzentration, 13, 69
- Landau-Auftragung, 69
- Landau-Quantisierung, 14
- Laser, *p*-Ge, 40, 53
- Lithographie, 45
- Lock-in-Technik, 54, 62
- Lokalisierung, 21
- Mäander-Geometrie, 46
- magnetische Länge, 15, 21
- Magnetotransport, 16, 69
- MBE, 43
- Mesa, 49
- Messaufbau, 51
- Messspieß, 52
- Planck'sche Strahlungsverteilung, 56, 114
- Potentialfluktuationen, 21
- Potentialtopf, 12, 44
- Probenparameter, 70
- Probenstrukturierung, 45
- Quanten-Hall-Effekt, 11, 12, 20
- QUILLS-Modell, 26
- Rückseiten-Gate, 59

Rand des 2DEGs, 24

Schaltungen, 57

Schubnikow-de Haas-Effekt, 20

schwarzer Strahler, 114

selbstkonsistente
 Born-Approximation, 30, 86

Sicherheitstechnik, 35

spektrale Auflösung, 83

Spektroskopie, 34

Stefan-Boltzmann-Gesetz, 114

Subband, 13

Substrat, 45

supraleitender Magnet, 51

Thyristor-Impulsquelle, 63

Wellenleiter, 54

Zeit-Domänen-Spektroskopie, 34

zeitaufgelöstes Photosignal, 90, 103

Zusammenbruch des QHE, 26

zwei-Niveau-Modell, 94

zweidimensionales System, 12

Zyklotronfrequenz, 14

Zyklotronresonanz, 29, 77

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Georg Nachtwei für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, für die Aufgabenstellung auf einem interessanten Gebiet der Halbleiterphysik und für seine hervorragende Betreuung. Seine vielen Anregungen und die fruchtbaren Diskussionen waren eine unverzichtbare Hilfe.

Weiterer Dank gilt Herrn Priv.-Doz. Dr. Uwe Siegner für die Übernahme des Koreferates.

Besonderen Dank möchte ich Alexander Hirsch und René Bonk aussprechen. Sie haben im Rahmen ihrer Diplomarbeiten einen wichtigen Beitrag zur Untersuchung der THz-Photoleitung geleistet.

Ich danke Dr. Nikolai Kalugin für die Einführung in die experimentelle Technik und die vielen interessanten Diskussionen. Selbst nach seinem Verlassen der Arbeitsgruppe ist der Kontakt erhalten geblieben, was sich in vielen Fällen als hilfreich erwies. Unvergesslich sind auch seine vielen kleinen Anekdoten, die er oft und gerne erzählte.

Dr. Erol Sağol möchte ich für die Einarbeitung in die Photolithographie und für die vielen Diskussionen und Hilfestellungen danken. Die enge Zusammenarbeit wurde auch nach seinem Verlassen der Arbeitsgruppe fortgeführt.

Viele neue Impulse brachte die Zusammenarbeit mit Dr. Yuri Vasilyev, der regelmäßig die Arbeitsgruppe besuchte. Seine vielfältigen Erfahrungen lernte ich zu schätzen.

Weiterer Dank gilt Gabriel Vasile. Insbesondere danke ich für die numerischen Rechnungen, die er zusammen mit Herrn Prof. Dr. Rolf Gerhardt zur Interpretation der THz-Photoleitungsmessungen angefertigt hat.

Neben den bereits genannten Personen möchte ich Kathrin Knese, Felix Vogt und André Buß für die angenehme Atmosphäre in der Arbeitsgruppe und für die vielen Diskussionen auch außerhalb des Arbeitsthemas herzlich danken.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Andreas Hangleiter und Herrn Prof. Dr. Andreas Eichler für ihre Unterstützung in schwierigen Situationen.

Allen Mitgliedern des Instituts danke ich für die Hilfsbereitschaft und das nette Arbeitsklima.

Dem Werkstatt-Team möchte ich für die fachmännische Hilfe und Unterstützung bei der Lösung der technischen Probleme und für die unermüdliche Produktion von flüssigem He danken.

Dr. Günter Hein sei mein Dank für seine stete Unterstützung im Reinraum der PTB ausgesprochen.

Ich danke Dr. Karl Eberl und Dr. Charles Becker für die Herstellung und Bereitstellung der Halbleiter-Wafer.

Dr. Heinz-Wilhelm Hübers und Ulrich Bartels danke ich für die Unterstützung beim Aufbau der FET-Impulsquelle.

Ich danke der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Joachim Schoenes für die Möglichkeit der Benutzung des Fourier-Spektrometers.

Allen unermüdlichen Korrekturlesern der Dissertation gilt mein großer Dank.

Abschließend danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung während des Studiums und der Promotion.

Lebenslauf

Name Christian Peter Stellmach
Geburtstag 26.08.1974 in Oppeln (Polen)
Anschrift Nibelungenstr. 6 · 38112 Braunschweig
c.stellmach@tu-bs.de
Staatsangehörigkeit deutsch
Familienstand ledig

Promotion

03/2002 - 10/2006 Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der
Technischen Universität Braunschweig,
Institut für Angewandte Physik,
bei Prof. G. Nachtwei
Anfertigung der vorliegenden Arbeit

Studium

10/1996 - 12/2001 Studium der Physik an der
Technischen Universität Braunschweig
Abschluss: Diplom-Physiker (Gesamtnote: 'sehr gut')

10/1995 - 07/1996 Wehrdienst

Schulbildung

1981 - 1995 Besuch von Grundschule, Orientierungsstufe
und Gymnasium in Wolfsburg
05/1995 Abitur (Durchschnittsnote: 'gut')

Weitere Veröffentlichungen

Veröffentlichungen mit Bezug zur vorliegenden Arbeit sind ab Seite 3 aufgeführt. Im Folgenden sind weitere persönliche Veröffentlichungen aufgelistet:

Weitere Publikationen in referierten Fachzeitschriften und Tagungsbänden

- Yu. B. Vasilyev, C. Stellmach, G. Nachtwei, R. A. Suris, S. D. Suchalkin, B. Ya. Meltser, S. V. Ivanov, P. S. Kopev, *Photomagnetic effect in bilayer two-dimensional electron-hole systems*, Physica E **34**, 308 (2006).
- N. G. Kalugin, A. Buss, C. Stellmach, G. Hein, G. Nachtwei, *Low-Frequency Enhancement of the Breakdown Hysteresis and of the Electron Localization in Quantum Hall Systems*, J. Nanoelectron. Optoelectron. **1**, 82 (2006).
- G. Vasile, C. Stellmach, G. Hein, G. Nachtwei, *Measurements of the electrical excitation of QH-devices in the real time domain*, Springer Proceedings in Physics **110**, 273 (2006).
- A. Buss, F. Hohls, F. Schulze-Wischeler, C. Stellmach, G. Hein, R. J. Haug, G. Nachtwei, *Nonequilibrium localization in quantum Hall systems at very low frequencies*, Phys. Rev. B **71**, 195319 (2005).
- A. Buß, F. Hohls, R. J. Haug, C. Stellmach, G. Hein, G. Nachtwei, *Enhanced localization in Landau-quantized systems induced by very low frequencies*, API Conference Proceedings **772**, 599 (2005).
- M. Broschwitz, C. Stellmach, M. Rode, M. Marutzky, D. Menzel, J. Schoenes, *Coexistence of bandlike and localized 5f electrons in $U_xLa_{1-x}S$* , Phys. Rev. B **69**, 184408 (2004).
- A. Buß, G. Nachtwei, N. G. Kalugin, B. E. Sağol, C. Stellmach, A. Hirsch, G. Hein, *Relaxation oscillations in a bistable quantum Hall system*, Semicond. Sci. Technol. **19**, 40 (2004).
- N. G. Kalugin, B. E. Sağol, C. Stellmach, A. Buß, A. Hirsch, G. Nachtwei, G. Hein, *Relaxation oscillations and dynamical properties of a bistable quantum Hall system*, Int. J. Nanosci. **2**, 559 (2003).

- N. G. Kalugin, B. E. Sağol, A. Buß, A. Hirsch, C. Stellmach, G. Hein, G. Nachtwei, *Relaxation oscillations and dynamical enhancement of the breakdown hysteresis in quantum Hall systems with Corbino geometry*, Phys. Rev. B **68**, 125313 (2003).
- G. Nachtwei, N. G. Kalugin, B. E. Sağol, Ch. Stellmach, G. Hein, *Function principle of a relaxation oscillator based on a bistable quantum Hall device*, Appl. Phys. Letters **82**, 2068 (2003).
- M. Rode, A. Borgschulte, A. Jacob, C. Stellmach, U. Barkow, J. Schoenes, *Evidence for Ionic Bonding in $\text{YH}_{3-\delta}$* , Phys. Rev. Lett. **87**, 235502 (2001).

Weitere Tagungsbeiträge

- Yu. B. Vasilyev, R. Suris, C. Stellmach, G. Nachtwei, *Terahertz Photovoltaic Effect in Bilayer Two-Dimensional Systems*, 28th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS-28), Vienna, Austria, 2006, Poster WeA2g.4.
- K. Knese, F. Vogt, N. Riedel, U. Rossow, E. Sağol, C. Stellmach, G. Nachtwei, *Characterization of AlGa N /Ga N - heterostructures by means of magnetotransport measurements in high magnetic fields*, DPG Frühjahrstagung Poster HL 9.102, 2006.
- Yu. B. Vasilyev, C. Stellmach, G. Nachtwei, R. A. Suris, S. D. Suchalkin, B. Ya. Meltser, S. V. Ivanov, and P. S. Kop'ev, *Photocurrents in InAs/AlGaSb quantum wells*, Proceedings of the 12th International Conference on Narrow Gap Semiconductors (NGS-12), Toulouse, France, 2005.
- G. Vasile, C. Stellmach, G. Nachtwei, *Measurements of the electrical excitation of QH-devices in the real time domain*, DPG Frühjahrstagung 2005, Poster HL 58.13.
- K. Knese, F. Vogt, N. Riedel, U. Rossow, C. Stellmach, G. Nachtwei, *Magnetotransport zur Charakterisierung von AlGa N /Ga N -Heterostrukturen*, DPG Frühjahrstagung 2005, Poster HL 58.10.
- G. Vasile, C. Stellmach, G. Nachtwei, *Two-level model for electrical and optical excitation and relaxation in QH systems*, International Symposium on Quantum Hall Systems and Quantum Materials 2004, Hamburg, Poster 023.

- A. Buß, N. G. Kalugin, B. E. Sağol, C. Stellmach, A. Hirsch, G. Nachtwei, G. Hein, *Relaxation oscillations in a quantum Hall device influenced by the dynamic breakdown hysteresis of the QHE*, DPG Frühjahrstagung 2003, Poster HL 49.4.
- C. Stellmach, M. Rode, M. Broschwitz, U. Barkow, J. Schoenes, O. Vogt, K. Mattenberger, *Optische Untersuchungen an $U_xLa_{1-x}S$ -Systemen von 10 meV bis 4 eV*, DPG Frühjahrstagung 2002, Poster M 26.6.